

ORSAY
Série A
N° d'ordre 144

N° d'enregistrement
au CNRS : A.O. 5623

T H E S E
présentée

à l'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE d'ORSAY

Pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur

par

Pierre RABACHE
Ingénieur CNAM

ETUDE ET REALISATION DE DISPOSITIFS PERMETTANT
DE DETERMINER LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELEC-
TRONIQUE INSTANTANEE DANS UN PLASMA DE COLONNE
POSITIVE, CALME OU PERTURBEE PAR UN SIGNAL PERIO-
DIQUE

Soutenue le 7 juillet 1971 devant la Commission d'Examen

P. GRIVET : Président
R. ARNOULT Examineur
M. Y. BERNARD "
M. CAMUS "
F. DUBUS "

ORSAY

Série A

N° d'ordre 144

N° d'enregistrement

au CNRS : A.O. 5623

T H E S E

présentée

à l'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE d'ORSAY

Pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur

par

Pierre RABACHE

Ingénieur CNAM

ETUDE ET REALISATION DE DISPOSITIFS PERMETTANT
DE DETERMINER LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELEC-
TRONIQUE INSTANTANEE DANS UN PLASMA DE COLONNE
POSITIVE, CALME OU PERTURBEE PAR UN SIGNAL PERIO-
DIQUE

Soutenue le 7 juillet 1971 devant la Commission d'Examen

P. GRIVET : Président

R. ARNOULT Examineur

M. Y. BERNARD "

M. CAMUS "

F. DUBUS "



Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique Electronique de la Faculté des Sciences d'ORSAY.

J'exprime à Monsieur le Professeur ARNOULT ma profonde gratitude pour avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire. Je lui suis particulièrement reconnaissant de m'avoir conseillé et encouragé tout au long de ce travail.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur GRIVET qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury de cette thèse.

Mes remerciements s'adressent à Monsieur le Professeur BERNARD qui, après m'avoir fait bénéficier de son enseignement a bien voulu s'intéresser à mon travail et faire partie du Jury de cette thèse.

Monsieur DAVY, Docteur es-sciences, a exercé la direction scientifique de ces recherches. Ses critiques et suggestions, tant, dans l'interprétation des résultats que lors de la rédaction du texte, ont animé notre travail. J'ai été particulièrement sensible à son souci de coopération. Qu'il veuille bien trouver ici ma reconnaissance enthousiaste.

Je remercie très vivement messieurs les membres du Jury

Monsieur le Professeur DUBUS

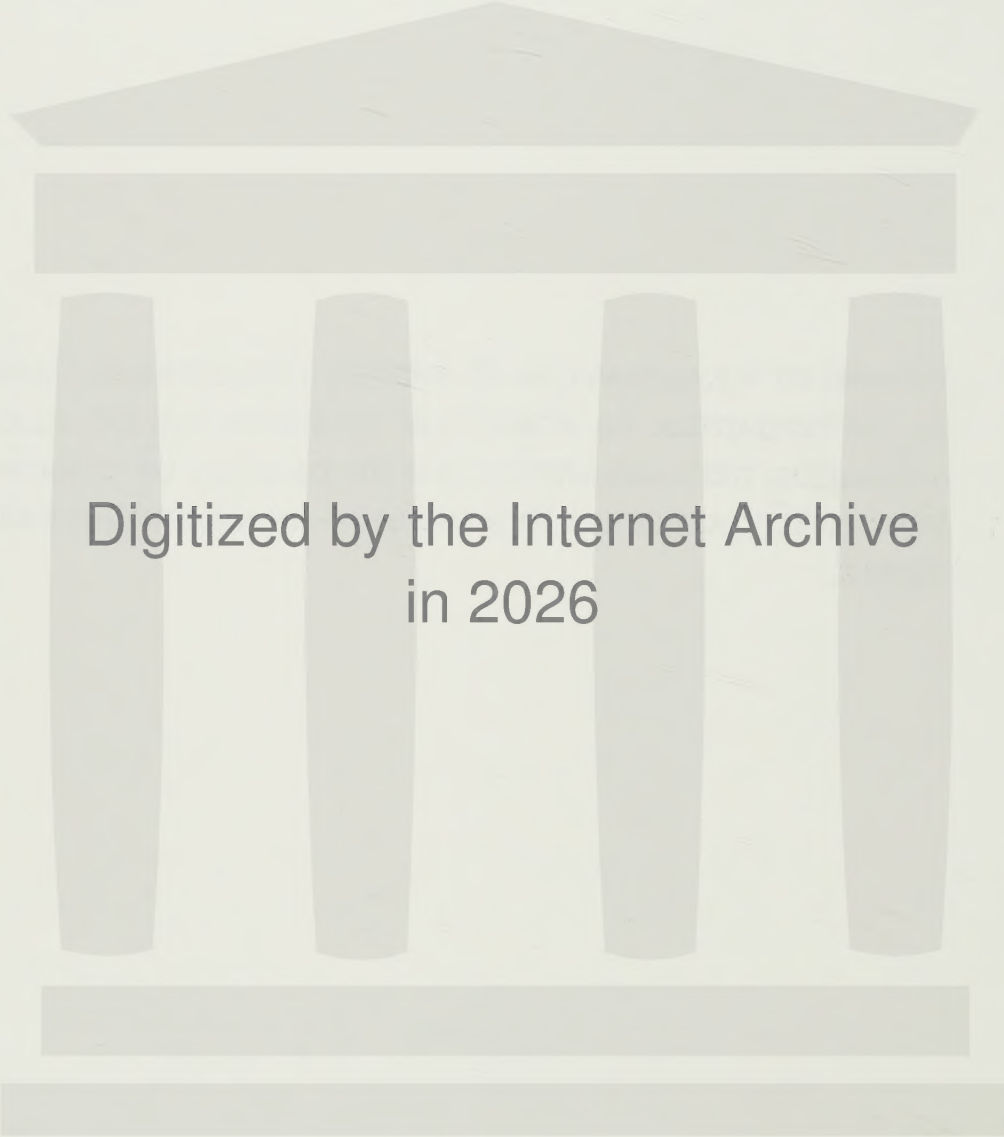
Monsieur CAMUS, directeur de l'I. U. T. de Lannion

Mon amicale reconnaissance s'adresse à Monsieur NORMAND du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire pour l'aide technique qu'il m'a accordée.

Enfin, je voudrais marquer ma gratitude envers le service du personnel technique pour la présentation matérielle du texte.



ETUDE ET REALISATION DE DISPOSITIFS PERMETTANT
DE DETERMINER LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELEC-
TRONIQUE INSTANTANEE DANS UN PLASMA DE COLONNE
POSITIVE, CALME OU PERTURBE PAR UN SIGNAL PERIO-
DIQUE.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550419_0010

SOMMAIRE

INTRODUCTION

- 1 - Fonctions de distribution de l'énergie des électrons :
définitions, mesures
 - 1-1. Fonctions de distribution de l'énergie des électrons
 - 1-1-1. Définition
 - 1-1-2. Fonction de distribution maxwellienne
 - 1-1-3. Intérêt de la mesure
 - 1-2. La sonde de LANGMUIR
 - 1-2-1. Mesures de sonde
 - 1-2-2. Caractéristiques de sonde $I_s = f(V_s)$
 - 1-2-3. Expressions générales du courant de sonde
 - 1-2-4. Erreurs inhérentes aux mesures de sonde
 - 1-3. Fonction de distribution déduite de la caractéristique de sonde
 - 1-4. Méthodes de mesure de la FDE
 - 1-4-1. SLOANE et Mac GREGOR
 - 1-4-2. MEDICUS
 - 1-4-3. GARSCADDEN et PALMER
 - 1-4-4. Conclusions
 - 1-5. Enregistrement de la FDE par échantillonnage
 - 1-5-1. Enregistrement de dI_s / dV_s
 - 1-5-2. Enregistrement de d^2I_s / dV_s^2
- 2 - Montage expérimental
 - 2-1. Tubes à décharge
 - 2-2. Circuit de mesure
 - 2-2-1. Pont de résistances
 - 2-2-2. Les sondes
 - 2-3. Amplificateur à balayage
- 3 - Montage dérivateur analogique ; étude et mise au point

- 3-1. Enregistrement de la FDE
- 3-2. Amplificateur de tension
- 3-3. Amplificateur de tension à haute impédance d'entrée
 - 3-3-1. Premier étage
 - 3-3-2. Second étage
 - 3-3-3. Mesure des caractéristiques de l'amplificateur
- 3-4. Dérivateur analogique
- 3-5. Circuit adapteur d'impédance
- 3-6. Etalonnage des circuits
 - 3-6-1. Etalonnage de l'axe des énergies
 - 3-6-2. Etalonnage de l'axe des ordonnées
- 3-7. Mesures préliminaires
 - 3-7-1. Mesure de V_p
 - 3-7-2. Mesure de T_e
 - 3-7-3. Mesure de n_e
- 3-8. Erreurs de mesure
 - 3-8-1. Erreur de mesure sur V_p
 - 3-8-2. Erreur de mesure sur T_e
 - 3-8-3. Erreur de mesure sur n_e
 - 3-8-4. Conclusions
- 4 - Montage dérivateur digital ; étude et mise au point
 - 4-1. Principe de mesure
 - 4-1-1. Référence temporelle
 - 4-1-2. Circuit d'analyse
 - 4-1-3. Circuits logiques d'échantillonnage
 - 4-2. Réalisation des circuits logiques
 - 4-2-1. Circuits de mise en mémoire
 - 4-2-2. Circuits de remise à zéro des mémoires
 - 4-3. Le dérivateur digital
 - 4-3-1. Amplificateur d'entrée
 - 4-3-2. Réalisation des mémoires

- 4-3-3. Circuits amplificateurs de différences
- 4-3-4. Réalisation du circuit écrêteur-amplificateur
- 4-3-5. Schéma de détail des circuits
- 4-3-6. Etalonnage du dérivateur digital
- 4-3-7. Illustration du fonctionnement
- 4-4. Mesures préliminaires
 - 4-4-1. Mesures comparatives de T_e
 - 4-4-2. Mesures comparatives de n_e
 - 4-4-3. Mesures dans un plasma perturbé
 - 4-4-4. Erreurs de mesure
 - 4-4-5. Conclusions
- 5 - Résultats expérimentaux
 - 5-1. Mesures effectuées dans un plasma calme
 - 5-1-1. Présentation des résultats
 - 5-1-2. Mesure de la concentration d'atomes excités
 - 5-1-3. Résultats expérimentaux (hélium)
 - 5-2. Mesures effectuées dans un plasma perturbé
 - 5-3. Conclusions

CONCLUSIONS GENERALES

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

La mesure de la fonction de distribution de l'énergie des électrons (FDE) dans des plasmas a été rendue possible dès que DRUYVESTEYN eut montré, en 1930, que cette fonction est proportionnelle à la dérivée seconde du courant recueilli par une sonde de LANGMUIR en fonction de sa polarisation par rapport au plasma. De nombreuses méthodes et des dispositifs variés permettant d'effectuer cette mesure ont été présentés.

Depuis quelques années de nombreuses études ont été effectuées sur les propriétés de perturbations périodiques de basse fréquence (striations) se propageant dans des plasmas de colonnes positives. L'interprétation de l'existence de ces perturbations et de leurs propriétés requiert une bonne connaissance des paramètres caractérisant le plasma et tout particulièrement de la fonction de distribution des électrons. La mesure de celle-ci nécessite donc d'effectuer une double dérivation par rapport à la tension de polarisation de la sonde. Dans tous les cas l'emploi d'une tension fonction linéaire du temps, croissante puis décroissante (dent de scie symétrique), permet de se ramener à une dérivation par rapport au temps. L'étude, à un instant donné, des propriétés d'une perturbation périodique peut s'effectuer par échantillonnage : on effectue une mesure ponctuelle (en un temps bref devant la période du phénomène) autant de fois qu'il est nécessaire, de façon à obtenir un résultat exploitable (c'est-à-dire une courbe définie par un nombre suffisant de points). Il reste à différencier deux fois. Une opération de différentiation peut se réaliser en comparant une mesure avec celle précédemment effectuée et en effectuant la différence, puis en répétant l'opération avec les mesures successives. Un tel système ne permet d'effectuer qu'une opération de différentiation (la seconde). Pour réaliser l'autre opération de différentiation (la première) on pourra utiliser deux sondes de LANGMUIR polarisées de manière convenable. Voilà donc le principe des mesures rapidement esquissé.

Au cours des essais du montage mettant en oeuvre ce principe, il nous a paru bon d'effectuer des mesures sur un plasma calme, afin

de pouvoir comparer les résultats obtenus avec ceux fournis par un montage plus classique. Nous avons donc étudié et réalisé un montage dérivateur analogique ; l'emploi des amplificateurs opérationnels actuellement disponibles sur le marché permet des réalisations relativement simples et peu coûteuses ; aussi nous est-il apparu intéressant de décrire un tel montage et ses possibilités.

Le plan de notre exposé ne suivra pas le déroulement historique que nous venons de présenter. Dans un premier chapitre nous rappelons ce qu'on entend par fonction de distribution de l'énergie des électrons et nous passons en revue les principales méthodes de mesures existantes, puis nous présentons la méthode proposée. Dans un deuxième chapitre, nous décrivons le montage expérimental employé : les tubes à décharge, les sondes différentielles et l'amplificateur de balayage des tensions de sonde. Dans un troisième chapitre, nous décrivons le montage dérivateur analogique mis au point, nous en étudions le fonctionnement et en présentons les performances grâce à quelques mesures préliminaires effectuées à l'aide d'une colonne positive d'hélium. Dans un quatrième chapitre nous décrivons le montage dérivateur "digital", nous en étudions le fonctionnement et, dans les mêmes conditions que précédemment, en étudions les performances, ce qui nous conduit à comparer les deux montages. Enfin dans un dernier chapitre nous présentons les résultats de mesures effectuées à l'aide de ces montages ; nous montrons d'abord que dans un plasma calme d'hélium la fonction de distribution s'écarte de la fonction maxwellienne pour des énergies supérieures au premier potentiel d'excitation ; puis nous étudions l'apparition de non-linéarités lors de la modulation, par un signal sinusoïdal, de fréquence et d'amplitude variables, du courant traversant une colonne positive d'hélium.

FONCTIONS DE DISTRIBUTION DE L'ENERGIE DES ELECTRONS, DEFINITION, MESURES

Après avoir défini ce qu'on entend par fonction de distribution de l'énergie des électrons (FDE) et étudié le cas particulier de la distribution de MAXWELL, nous présentons un rappel concernant le fonctionnement de la sonde de LANGMUIR. DRUYVESTYEN a en effet montré dès 1930, qu'une FDE de type quelconque peut être déduite de la "caractéristique" courant-tension d'une sonde de LANGMUIR.

Pour mesurer la FDE, dans un plasma calme ou perturbé, de nombreuses méthodes ont été proposées à la suite de travaux de SLOANE et MAC GREGOR (1934). Nous discutons les diverses méthodes proposées. Les récents progrès technologiques nous ont permis de reconsidérer le problème de l'enregistrement des FDE ; nous présentons donc, pour clore ce chapitre, une méthode originale d'enregistrement des FDE, objet de notre étude.

1-1. Fonctions de distribution de l'énergie des électrons

1-1-1. Définition

Le nombre de particules dn contenues au temps t dans l'élément de volume $d\vec{\xi}$ autour d'un point M et animées de vitesses comprises entre $\vec{v}$ et $\vec{v} + d\vec{v}$ s'exprime par une fonction de distribution $f(\vec{M}, \vec{v}, t)$.

Le nombre de particules contenu dans l'élément de volume ainsi défini dans l'espace des vitesses et des positions s'écrit

$$dn(\vec{M}, \vec{v}, t) = n f(\vec{M}, \vec{v}, t) d\vec{\xi} d\vec{v} dt \quad 1-1$$

Dans cette expression n représente la densité électronique. Dans le cas d'un plasma stationnaire et isotrope on peut écrire

$$dn(\vec{v}) = n f(\vec{v}) d\vec{v} = n f(v) 4\pi v^2 dv \quad 1-2$$

expression dans laquelle $f(v)$ est la fonction de distribution des vitesses. En utilisant la relation $\frac{1}{2}mv^2 = eU$ on peut introduire une fonction de distribution de l'énergie $F(U)$ telle que

$$dn(U) = n F(U) dU$$

d'où, en comparant 1-3 et 1-2 :

$$f(v) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{m}{2e}\right)^{3/2} \frac{F(U)}{\sqrt{U}} \quad 1-4$$

D'après 1-2 et 1-4 nous avons :

$$\int_0^{\infty} 4\pi v^2 f(v) dv = \int_0^{\infty} F(U) dU = 1$$

Dans le cas particulier où la distribution des vitesses est isotrope, la fonction $f(v)$ s'écrit simplement après résolution de l'équation de BOLTZMANN (DELCROIX - 1963) : elle est Maxwellienne (cas d'un gaz faiblement ionisé soumis à un champ électrique).

Dans la généralité des cas, le type de la fonction de distribution n'est pas connu ; seule une étude complète de l'équation de BOLTZMANN pour le cas particulier envisagé permet de donner une solution, généralement approchée. Une telle analyse mathématique n'est pas aisée à conduire, son manque de généralité en limite d'ailleurs l'intérêt.

La fonction de distribution Maxwellienne conduit, dans certains cas particuliers, à une solution simplifiée si l'écart entre ce type de fonction et la fonction de distribution exacte peut être apprécié.

1-1-2. Fonction de distribution Maxwellienne des vitesses

La fonction de distribution de Maxwell - Boltzmann est une solution stationnaire de l'équation de BOLTZMANN dans un gaz homogène en l'absence de forces extérieures. Ceci est un résultat de mécanique statistique traitant de l'évolution de la fonction de distribution dans le temps.

L'expression de la fonction de distribution (isotrope si le gaz est en équilibre thermodynamique) est alors :

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} e^{-\left(\frac{mv^2}{2kT_e}\right)} 4\pi v^2 \quad 1-5$$

Dans cette formule, m désigne la masse des particules considérées, k la constante de Boltzmann, n la densité totale par unité de volume, T_e la température en °K et v la vitesse.

A partir de cette expression, les lois statistiques permettent de définir :

- la vitesse la plus probable : $v_0 = \left(\frac{2 kT}{m} \right)^{1/2}$
(vitesse pour laquelle cette distribution passe par un maximum)
- la vitesse moyenne des particules : $v_1 = \left(\frac{8 kT}{\pi m} \right)^{1/2}$

Cette vitesse est légèrement supérieure à la vitesse la plus probable.

- enfin, une vitesse quadratique moyenne : $v_2 = \sqrt{\frac{3 kT}{m}}$; v_2 est supérieur à v_1 .

Nous avons vu (1-1) qu'il était légitime d'écrire la fonction de distribution des vitesses sous la forme d'une distribution d'énergie. Il est intéressant de simplifier cette écriture et de ramener la fonction à une énergie réduite, en fonction de la température, en posant

$$U_e = \frac{k T_e}{e}$$

$$F \left(\frac{U}{U_e} \right) = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{U}{U_e}} \frac{1}{U_e} e^{-\frac{U}{U_e}} \quad 1-6$$

$$\text{de la forme } F(X) = A \sqrt{X} e^{-X} \quad 1-7$$

Cette fonction passe par un maximum pour $X = \frac{1}{2}$ soit :

$$U = \frac{k T_e}{2 e} \quad (\text{figure 1-1})$$

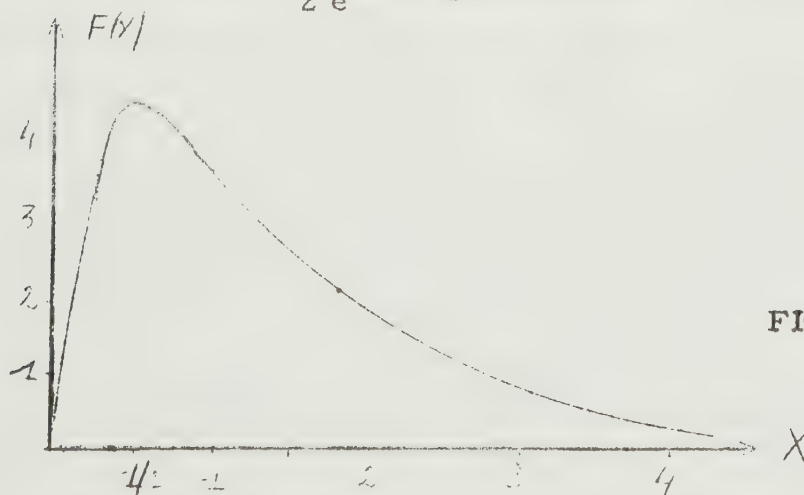


FIG. 1-1 : FDE réduite

$$\text{On a } \frac{F(X)}{\sqrt{X}} = A e^{-X} \quad 1-8$$

$$\text{soit } \text{Log} \left(\frac{F(X)}{\sqrt{X}} \right) \sim -X = -\frac{U}{U_e} \quad 1-9$$

On déduit donc aisément l'énergie des électrons de la pente logarithmique de ce graphe :

$$\frac{1}{U_e} = - \frac{d \left(\text{Log} \frac{F(X)}{\sqrt{X}} \right)}{d U} \quad 1-10$$

La comparaison entre les FDE enregistrées, donc de type a priori quelconque, et cette fonction de type maxwellien permet de déduire diverses informations, par exemple :

- la FDE enregistrée n'est plus Maxwellienne au delà d'une énergie X_1
- il y a défaut ou, au contraire, excès d'électrons de haute énergie.

1-1-3. Intérêt de mesurer ces fonctions

La connaissance de la FDE permet de calculer les divers paramètres fondamentaux du plasma. La dérivée logarithmique du corps de la fonction a montré que l'on pouvait en déduire la température et l'énergie moyenne des électrons dans le cas où la FDE est maxwellienne. L'intégration de la surface comprise entre cette courbe et l'axe des énergies permet de calculer la densité électronique correspondante.

L'allure de la fonction pour les valeurs les plus élevées de l'énergie des électrons (la queue) est déterminée principalement par les chocs inélastiques.

Inversement, la mesure de la queue de la fonction de distribution permet de calculer les grandeurs macroscopiques du plasma : coefficients d'ionisation directe et cumulative, taux d'excitation, Il convient de noter que la queue de la fonction ne représente que les valeurs prises par celle-ci lorsque l'énergie des électrons est supérieure à l'énergie du premier seuil d'excitation des divers niveaux excités de l'atome du gaz considéré.

Nous retiendrons que pour l'hélium l'énergie correspondante à ce premier niveau est de 19,8 eV (2^3S) et qu'elle est de 16,6 eV pour le néon.

Les informations sur les divers paramètres du plasma ainsi collationnées à partir de la connaissance de la FDE permettent en particulier d'interpréter les phénomènes d'instabilité prenant naissance dans la colonne positive.

Nous avons souligné (1-1) les inconvénients que présente le calcul de ces fonctions à partir des paramètres (mesurés) du plasma. L'enregistrement direct présente une difficulté évidente du fait que l'amplitude de $F(U)$ est très faible dans la queue de la fonction, puisque celle-ci varie grossièrement comme l'inverse d'une exponentielle et que la partie à analyser se situe dans la zone asymptotique.

Cette remarque n'enlève rien à l'intérêt que présentent les mesures directes permettant de visualiser la fonction de distribution, comme nous le verrons en étudiant les travaux des divers auteurs qui ont travaillé sur ce sujet et en analysant les résultats de notre propre travail.

1-2. La sonde de Langmuir

Les techniques d'enregistrement des FDE sont basées sur des méthodes de traitement électronique (dérivation) de la caractéristique de sonde de Langmuir $I_s = f(V_s)$, I_s représentant le courant de sonde et V_s la différence de potentiel appliquée entre la sonde et une électrode de référence. Nous étudierons dans ce paragraphe l'allure de la courbe de sonde et nous rappellerons l'interprétation théorique qui en est donnée.

1-2-1. Mesures effectuées à l'aide de sondes

Une sonde est une électrode (simple tige de tungstène cylindrique) immergée dans le plasma. Une source de tension continue appliquée entre une électrode de référence (anode ou cathode pour un tube à décharge) et cette sonde permet de la polariser. Dans le cas d'une décharge dans l'hélium, l'anode étant reliée à la masse, la tension de polarisation évolue entre -10 V et -70 V.

La mesure de la caractéristique $I_s = f(V_s)$ est habituellement automatisée ; le résultat est directement enregistré sur une table (X - Y).

Comparées à d'autres méthodes (diagnostic hyperfréquence, par exemple), les mesures de sonde offrent les avantages d'une mise en oeuvre simple et rapide. En contre-partie, les résultats sont peu précis, car la sonde perturbe le plasma.

Nous devons à LANGMUIR et MOTH-SMITH (1924) l'étude théorique simple d'un diagnostic de plasma aux faibles pressions, avec les hypothèses restrictives suivantes : la décharge est isotrope, stationnaire, il n'y a pas de collisions et l'épaisseur de la gaine est voisine de la longueur de DEBYE. Cette théorie permet d'expliciter le courant de sonde à partir de la diffusion des particules dans la colonne, si l'on admet que la distribution de leurs vitesses est Maxwelllienne.

La densité totale du courant collecté par la sonde résulte donc de la diffusion des ions et des électrons :

$$J_i + J_e = n e \left[\left(\frac{k T_i}{2 \pi M} \right)^{1/2} - \left(\frac{k T_e}{2 \pi m} \right)^{1/2} e^{\left(\frac{e(V_s - V_p)}{k T_e} \right)} \right] \quad 1-11 (*)$$

De nombreux travaux ont permis d'affiner ou d'étendre cette théorie et nous disposons maintenant d'une théorie complète qui tient compte de la forme de la sonde (plane, cylindrique, sphérique) et des caractéristiques du plasma (densité, température...). Cette théorie repose sur les hypothèses suivantes :

- le plasma est illimité, homogène, stationnaire, sans collisions entre les particules chargées et les neutres
- les ions et les électrons suivent la loi de distribution Maxwelllienne
- la sonde capte tous les ions et les électrons qui arrivent à son contact (ce qui implique qu'il n'y ait pas d'émission secondaire ni de réflexions).

Nous allons rappeler ici les résultats de cette théorie qui nous seront indispensables pour la compréhension des enregistrements de la FDE.

Ces résultats ont été largement discutés par de nombreux auteurs, nous les emprunterons à VIRMONT (1969), en nous restreignant au cas d'une sonde cylindrique.

1-2-2. Caractéristique de sonde $I_s = f(V_s)$

Nous distinguons trois zones sur la caractéristique (figure 1-3), zones dans lesquelles le courant de sonde est une fonction de la tension de sonde V_s

$V_s < V_f$: zone à courant ionique, ou branche ionique

(*) Dans cette expression V_p est le potentiel plasma que nous définirons plus loin

$V_f < V_s < V_p$: zone exponentielle

$V_s > V_p$, au delà du point (C) : zone électronique.

Une particularité intéressante de cette caractéristique correspond au courant I_c pour lequel $V_s = V_p$. Pour cette valeur particulière du courant sonde le potentiel appliqué sur celle-ci est égal au potentiel du plasma.

1-2-2-1. Potentiel plasma (V_p)

Sur la caractéristique (fig. 1-3) ce potentiel est déterminé par le point d'inflexion C à la limite de la branche exponentielle.

La valeur de V_p relative à ce point d'inflexion est donc plus apparente sur la caractéristique $I_s = f(V_s)$ portée en coordonnées semi-logarithmiques, puisque la variation exponentielle du courant de sonde en fonction de la tension se traduit alors par une droite.

1-2-2-2. Valeur du courant de sonde au potentiel du plasma

Lorsque la tension appliquée sur la sonde est égale au potentiel du plasma, aucune barrière de potentiel ne s'oppose plus à la libre diffusion des ions et des électrons. Le courant de sonde I_s n'est dû qu'à l'agitation thermique des particules du gaz. Le courant de sonde est alors appelé courant thermique

$$I_{s \text{ the}} = n e S \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m}} \quad 1-12$$

La formule du courant de sonde ci-dessus est simplifiée. On peut en effet négliger dans la formule (1-11) le courant d'ions en tenant compte du rapport des masses m/M .

De la formule (1-12), lorsqu'on mesure I_s et que la température électronique est connue, on peut déduire la densité électronique du plasma. En fait, l'intérêt que présente un tel calcul est limité par la précision de la mesure de V_p (ce que nous discuterons dans le chapitre 3).

1-2-3. Expressions générales du courant de sonde

Nous allons étudier l'expression analytique du courant recueilli par la sonde dans chaque zone de la caractéristique en restreignant

cette analyse à une structure cylindrique de la sonde pour $r/h < 3$
 r rayon de la sonde

$$h \text{ longueur de Debye : } h = \frac{e_0 k T_e}{n e^2}$$

1-2-3-1. Branche ionique

La sonde collecte essentiellement des ions. Lorsque la tension appliquée sur la sonde est très négative (partie asymptotique) il se forme autour de la sonde une gaine d'ions dans laquelle le courant est limité par la charge d'espace. Cette limite du courant est appelée courant de Langmuir (I_{Li})

$$I_s = I_{Li} = n e d \ell \pi \sqrt{\frac{2 e (V_s - V_p)}{M}} \quad 1-13$$

(d et ℓ respectivement diamètre et longueur de la sonde)

à condition que $\frac{e (V_s - V_p)}{k T_e} < -10$

1-2-3-2. Branche exponentielle $V_F < V_s < V_p$

Le courant de sonde varie dans cette zone comme :

$$I_s \sim \exp \frac{e(V_s - V_p)}{k T_e}$$

La fonction $\text{Log } I_s = g(V_s)$ est linéaire ; la pente de la droite permet de déduire la température électronique. Notons que si le courant ionique peut être négligé en première approximation il importe d'en tenir compte pour mesurer T_e avec une précision satisfaisante.

1-2-3-3. Branche électronique

Lorsque $V_s > V_p$, le courant I est pratiquement égal au courant de Langmuir si nous respectons la condition $\frac{e (V_s - V_p)}{k T_e} > 2$

$$I_s = I_{Le} = n e \pi d \ell \sqrt{\frac{2 (e (V_s - V_p) + k T_e)}{m}} \quad 1-14$$

Dans cette zone le courant de sonde (supérieur à $500 \mu A$) chauffe la sonde et perturbe quelque peu les mesures. En utilisant des sondes sphériques, VIRMCNT (1969) a déduit de la formule (1-14) des valeurs de la densité électronique en accord avec celles obtenues par la mesure effectuée dans la zone exponentielle.

Dans notre étude, nous n'utiliserons pas les particularités de cette branche de la caractéristique qui n'intervient pas dans la mesure de la FDE.

1-2-4. Erreurs inhérentes aux mesures de sonde

1-2-4-1. Courants d'ions

Pour les fortes valeurs négatives de $V_s - V_p$ l'évolution du courant d'ions peut être considérée comme linéaire. Son influence sur le courant électronique de la branche exponentielle peut être annulée, si l'on prend soin d'évaluer sa contribution jusqu'aux valeurs $V_s = V_p$.

1-2-4-2. Perturbation du plasma par la sonde

De telles perturbations n'ont une influence sur les mesures que lorsque les courants de décharge sont faibles $I_d < 10$ mA et pour des pressions élevées $p > 10^{-2}$ torr

1-2-4-3. Collisions avec les neutres

L'effet de collision, avec les neutres est surtout apparent au niveau du courant ionique pour des pressions de l'ordre de 10^{-2} torr. Dans ce cas, on observe que la sonde capte un courant supérieur au courant de LANGMUIR. Cet effet n'a pas d'influence sur les mesures déduites de la branche électronique et reste très mal connu en ce qui concerne la région exponentielle.

1-2-4-4. Effet de bouts

La sonde capte les particules qui passent au delà de son extrémité et qui entrent en contact de la gaine, soit à une distance de son extrémité égale à

$$\tau = r \frac{I_s}{I_{\text{(thermique ionique)}}$$

Lorsque $\frac{\ell}{r} > 10$, cet effet peut être négligé.

1-2-4-5. Emission secondaire

Elle a pour effet d'augmenter le courant ionique de 15 à 35%, suivant la valeur du rapport r/h et la nature du matériau constitutif de la sonde. Dans une décharge d'hélium, la sonde étant en tungstène,

l'émission secondaire peut être négligée si, avant chaque série de mesures, on prend le soin de dégazer la sonde.

1-2-4-6. Couplage de deux sondes entre elles

Lorsque deux sondes (1 et 2) sont placées dans le plasma à une faible distance (5 mm) l'une de l'autre, il peut y avoir couplage entre elles.

Supposons que l'une des sondes (1) soit polarisée et que l'autre (2) soit soumise à un balayage périodique. Il est aisé d'examiner si le courant de la sonde (1) n'évolue pas en fonction du balayage de (2) ; dans ce cas on peut affirmer qu'il n'y a pas couplage des sondes entre elles.

1-2-4-7. Précisions des mesures réalisées avec des sondes

Divers auteurs ont comparé les mesures de densité électronique effectuées au moyen de la méthode des sondes avec celles utilisant le diagnostic hyperfréquence ; l'accord entre les résultats obtenus a été vérifié à 20% près.

1 - 3. Fonction de distribution déduite de la caractéristique $I_s = f(V_s)$

En 1930, DRUYVESTYEN a montré que la fonction de distribution de l'énergie des électrons pouvait être déduite de la caractéristique de sonde.

Si nous considérons la région exponentielle, pour laquelle il est légitime de négliger le courant ionique, comme nous l'avons vu (1-2-4), le courant capté par la sonde suit la loi de BOLTZMANN :

$$I_{s \text{ exp}} = S n e \left(\frac{k T_e}{2 \pi m} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{e (V_s - V_p)}{k T_e} \right) \quad 1-15$$

$$\text{posons } V_e = \frac{k T_e}{e} \quad \text{et} \quad C_o = S n e \left(\frac{e}{2 \pi m} \right)^{1/2}$$

$$I_{s \text{ exp}} = C_o V_e^{1/2} \exp \frac{(V_s - V_p)}{V_e} \quad 1-16$$

$$\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{\text{exp}} = \frac{C_o}{V_e^{1/2}} \exp \frac{(V_s - V_p)}{V_e} \quad 1-17$$

$$\left(\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \right)_{\text{exp}} = \frac{C_o}{V_e^{3/2}} \exp \frac{(V_s - V_p)}{V_e} \quad 1-18$$

Comparons cette dernière expression à celle de la fonction de distribution (1-6) : $F \left(\frac{U}{U_e} \right) / \sqrt{\frac{U}{U_e}}$. Si nous posons $-U \equiv V_s - V_p$, avec U énergie cinétique des électrons (en eV), on peut écrire :

$$\frac{F(U/U_e)}{\sqrt{U/U_e}} = \frac{1}{C_0} n \frac{2}{\pi} \left(\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \right) \exp \quad 1-19$$

soit encore

$$\frac{F(U/U_e)}{\sqrt{U/U_e}} = \frac{2}{e} \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{1}{S} \left(\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \right) \exp \quad 1-20$$

Pour illustrer de façon simple cette discussion nous avons représenté figure 1-4 les graphes théoriques de la caractéristique de sonde ainsi que des dérivées premières et secondes de cette fonction. Par dérivation de la courbe de sonde, la zone ionique de valeur constante sur le graphe $I_s = f(V_s)$ devient nulle. La zone exponentielle est conservée. La branche électronique, représentée par une droite de valeur constante sur la caractéristique de sonde, s'annule après la première dérivation. La dérivée de l'échelon négatif ainsi obtenu pour $V_s = V_p$ se traduit par une fonction négative pour la dérivée seconde.

Remarques : Fonction de distribution de type non Maxwellien

La théorie de DRUYVESTEYN permet d'écrire la dérivée seconde du courant de sonde par rapport à la tension, en fonction d'une distribution des vitesses quelle que soit cette distribution. Le calcul détaillé conduit au résultat suivant

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = 2 \pi S n e \left(\frac{e}{m} \right)^2 f(v) \quad 1-21$$

Comme nous l'avons vu § 1-1, il est aisé d'exprimer la fonction de distribution des vitesses sous la forme d'une distribution d'énergie de type quelconque. La théorie de DRUYVESTEYN montre donc que l'on obtient bien une fonction de distribution de l'énergie des électrons ($F(U)$) proportionnelle à la dérivée seconde du courant de sonde par rapport à la tension

$$F(U) = \frac{2}{n e S} \sqrt{\frac{2 m U}{e}} \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \quad 1-22$$

1-4. Méthodes de mesure de la FDE

De nombreux travaux expérimentaux ont été consacrés à la mesure des FDE dans des colonnes de plasma, calmes ou même perturbées. Nous présentons un historique rapide des différentes méthodes envisagées, nous tentons de faire le point des possibilités atteintes, enfin nous proposons notre propre méthode de mesure.

1-4-1. SLOANE et Mac GREGOR ont proposé, dès 1934, sur la suggestion de K.G. EMELEUS, une méthode directe de mesure de la dérivée seconde du courant sonde par rapport à la tension appliquée ; la méthode consiste à superposer à la tension appliquée sur la sonde un signal sinusoïdal de faible amplitude. De nombreux auteurs ont ensuite, jusqu'à ces dernières années, conservé ce principe tout en augmentant considérablement la sensibilité de la mesure.

Soit $v = v_0 \sin \omega t$ le signal sinusoïdal imposé. Le courant de sonde s'écrit alors :

$$I_s = I_0(V_s + v) = I_0(V_s) + v I'(V_s) + \frac{v^2}{2} I''(V_s) + \dots + \frac{v^n}{n} I^n(V_s + \delta v) \quad 1-23$$

avec $0 < \delta < 1$

compte tenu de la forme de v , (1-23) s'écrit :

$$\begin{aligned} I_s = I_0(V_s) &+ \frac{v_0^2}{4} I''(V_s) + \frac{v_0^4}{64} I^{(4)}(V_s) + \dots \\ &+ (v_0 I'(V_s) + \frac{v_0^3}{8} I'''(V_s) + \dots) \sin \omega t \\ &+ (\frac{v_0^2}{4} I''(V_s) + \frac{v_0^4}{48} I^{(4)}(V_s) + \dots) \cos 2 \omega t \\ &+ \dots \end{aligned} \quad 1-24$$

Cette expression montre que :

- les dérivées paires interviennent dans la valeur du courant moyen
- les dérivées successives peuvent être mesurées par l'amplitude des termes harmoniques correspondants, pourvu que v_0 reste petit

1-4-1-1. La méthode proposée par SLOANE et Mac GREGOR consiste à mesurer l'augmentation $\frac{v_o^2}{4} f''(V_s)$ du courant continu traversant la sonde ; ces auteurs utilisent donc des propriétés rectifiantes d'une caractéristique courant-tension non linéaire.

1-4-1-2. Ce n'est qu'assez récemment (BRANNER, FRIAR et MEDICUS en 1963, HAUG en 1966) que la mesure du second harmonique a permis d'obtenir une mesure de la dérivée seconde. Ces auteurs utilisent une détection synchrone à la fréquence de l'harmonique choisi (le second pour la dérivée seconde) ; le signal de référence du détecteur synchrone est obtenu à partir du signal de modulation grâce à un circuit multiplicateur ; le taux d'harmoniques du générateur doit être particulièrement faible.

1-4-1-3. De nombreux auteurs n'ont pas utilisé cette méthode du second harmonique. Dans ce cas la tension alternative appliquée sur la sonde est un signal sinusoïdal modulé en amplitude soit par un signal sinusoïdal (MALYSHEV et FEDOROV - 1963), soit par un signal "carré" (BOYD et TWIDDY - 1959).

A titre d'illustration, considérons le premier cas. Soit un signal appliqué de la forme $v = v_o (1 + m \cos \Omega \omega t) \cos \omega t$

La relation (1-23) permet alors d'écrire l'expression du courant modulé :

$$\begin{aligned} I = & f(V_s) + \frac{v_o^2}{4} f''(V_s) \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) + \dots \\ & + \left(m \frac{v_o^2}{2} f''(V_s) + \dots\right) \cos \Omega t \\ & + (v_o f'(V_s) + \dots) \cos \omega t \\ & + \dots \end{aligned}$$

1-25

On voit que la mesure de l'amplitude du terme en $\cos \Omega t$ permet d'obtenir la dérivée seconde.

Ce principe de mesure a été largement utilisé, en particulier par KAGAN et son école (par exemple, VOROB'IEVA et collab. 1963), PFAU (1967) et récemment VAN ECK (1968).

Ce dernier auteur, par exemple, choisit $\omega/2\pi = 20$ KHz $\Omega/2\pi = 1423$ Hz et $m = 1$; il a utilisé, à la différence des auteurs

précédents, une détection synchrone pour effectuer les mesures.

Dans le cas d'une modulation par des "créneaux", le développement du calcul est plus pénible mais, qualitativement, le résultat reste le même. BRANNER et collab. (1963) donnent des développements assez complets relatifs aux trois types de modulation employés : sinusoïdale pure, sinusoïdale modulée en amplitude par un signal sinusoïdal et par un signal carré.

BOYD et TWIDDY (1959) ont employé cette méthode pour mesurer des FED stationnaires dans des colonnes positives perturbées par des stries ; ces auteurs ont pris $\omega/2\pi = 3$ KHz, fréquence de récurrence des créneaux 0,3 KHz, taux de modulation 100%.

Pour l'ensemble de ces procédés, la précision de la mesure de la dérivée seconde est théoriquement limitée par l'existence, dans la grandeur mesurée, de termes dûs aux dérivées paires d'ordre supérieur. BRANNER et collab. (1963) ont montré que, pour ces trois procédés, le rapport entre le coefficient de la dérivée d'ordre quatre et celui de la dérivée d'ordre deux est d'environ $0,1 v_0^2$. Il faut, bien sûr, employer un signal aussi faible que possible. VAN ECK, par exemple, utilise $v_0 = 0,1$ V. Pour des valeurs élevées de v_0 il apparaît d'ailleurs une modification du signal mesuré, surtout vers les faibles valeurs de la tension sonde, ce qui introduit une difficulté supplémentaire pour la détermination du potentiel plasma (MEDICUS, 1967). Enfin, l'emploi de sondes utilisant une électrode de garde a permis de raffiner les mesures (MEDICUS, 1967).

D'une manière générale, les différents auteurs n'ont pas indiqué l'ordre de grandeur de leurs erreurs expérimentales.

1-4-1-4. RAYMENT et TWIDDY ont décrit, en 1963, une méthode permettant d'obtenir la FDE dans un plasma perturbé. Ces auteurs utilisent le système de modulation déjà employé par BOYD et TWIDDY, la modulation par tout ou rien d'un signal à $\omega/2\pi = 50$ KHz étant effectuée au même rythme que celui de la perturbation (stries).

Le signal est appliqué à la sonde pendant un bref instant (bref devant la période de la strie) ; la détection, effectuée à la pulsation ω , permet d'obtenir la valeur de la dérivée première (1-25). La dérivée

seconde est ensuite obtenue soit par le calcul, soit par différentiation à l'aide d'un amplificateur opérationnel.

Des mesures de FDE ainsi réalisées ont permis à ces auteurs (1969) de mesurer, tout au long de la période d'une strie les densité et température électroniques, les taux d'ionisation directe et cumulative et les taux d'excitation. Néanmoins les auteurs n'indiquent pas la précision obtenue, en particulier pour la queue de la FDE.

1-4-2. En 1956 MEDICUS s'est écarté du principe, initialement proposé par SLOANE et Mac GREGOR, en proposant une méthode originale d'analyse graphique de la caractéristique de sonde, afin d'en déduire la FDE.

Soit $I(U)$ la courbe de sonde courant-tension ($-U = V_g - V_p$)

$F(U)$ la fonction de distribution associée à la caractéristique, MEDICUS montre que :

$$F(U) \sim U^{-1/2} \frac{\Delta_{\mu} I_o}{\Delta_{\mu} U} \quad 1-20$$

où $\Delta_{\mu} I_o$ représente la distance entre les intersections des deux tangentes à la courbe $I(U)$ aux extrémités de l'intervalle de tension défini par $\Delta_{\mu} U$ avec l'axe des courants.

U_{μ} est la tension au milieu d'un intervalle $\Delta_{\mu} U$, comme l'indique la figure 1-5.

Les enregistrements de la figure 1-5b permettent d'apprécier la précision de la méthode proposée. Les résultats obtenus ne peuvent que qualitativement rendre compte de l'allure de la FDE. L'avantage essentiel de ce principe résulte dans le fait qu'il ne nécessite aucune électronique associée au traitement de la caractéristique de sonde. Par contre un grand soin doit être apporté à l'enregistrement automatique de cette caractéristique.

1-4-3. GARSCADDEN et PALMER, en 1963, ont proposé une méthode originale basée sur l'utilisation d'un circuit à sondes doubles. Cette méthode de mesure séduit par sa simplicité évidente, comme nous le verrons dans le chapitre 2. Par contre, les difficultés technologiques concernant la réalisation de deux sondes parfaitement symétriques et orientées dans le plan perpendiculaire à la décharge, limitent les performances du montage.

Les auteurs justifient, dans leur article, une erreur théorique de 5%, mais ils ne discutent pas de l'erreur expérimentale, prépondérante à notre avis pour les raisons précitées. Un circuit RC et une cellule de filtrage complètent le dispositif expérimental ce qui permet d'obtenir la FDE proportionnelle à la dérivée seconde de la caractéristique de sonde. Pour illustrer la méthode ces auteurs ont expérimenté sur des plasmas calmes de néon et de xénon.

Enfin DROUET et collab. (1963) ont utilisé cette méthode dans une colonne de plasma perturbé par des stries pour mesurer, par échantillonnage, la dérivée première du courant de sonde.

1.4-4. Conclusions

La synthèse des publications concernant l'enregistrement de la FDE dans un plasma calme ou perturbé par des stries périodiques conduit à faire deux remarques fondamentales :

1°/ La plupart des auteurs ont expérimenté leur méthode sur des plasmas calmes. Les seules mesures réalisées dans un plasma perturbé n'ont conduit qu'à la détermination de la dérivée première.

2°/ Les travaux ont surtout conduit à des interprétations qualitatives de la forme de la FDE.

Ces remarques ne s'appliquent pas aux mesures faites par BOYD et TWIDDY qui ont donné des valeurs quantitatives des paramètres fondamentaux du plasma, déduits de la FDE enregistrée dans un plasma présentant des stries à récurrence fixe (1 ms). Cette publication nécessite quelques observations complémentaires sur la difficulté que présente ce type de mesures :

- les résultats présentés (coefficient d'ionisation directe, densité d'atomes excités, etc,...) sont déduits de la mesure faite dans la queue de la FDE où la précision expérimentale n'est pas discutée.

- la validité même de cette mesure peut être mise en cause ; on est en droit de penser, en effet, que le signal modulé superposé à la tension de balayage de la sonde peut se coupler avec le plasma et affecter la perturbation qu'on se propose d'étudier puisque la méthode, pour créer des stries, est issue de ce procédé.

Nous aurions aimé connaître la limitation en fréquence de l'analyse. Or, selon HAUG, la constante de temps du circuit de mesure du courant de sonde, d'une part, et le principe de détection synchrone, d'autre part, limitent l'emploi de cette méthode aux stries dont la fréquence est de l'ordre de 1 KHz.

En ce qui concerne notre propre travail, nous proposerons une méthode d'enregistrement automatique de la FDE, sans modulation du courant de sonde dans une colonne de plasma d'hélium calme, puis en présence d'une modulation du courant de décharge. Nous discuterons dans le détail la validité des résultats quantitatifs obtenus et nous exposerons pour terminer les limitations de notre méthode.

1-5. Enregistrement de la FDE par échantillonnage

Le but de ce paragraphe est d'exposer le principe d'enregistrement de la FDE que nous proposons. Nous verrons tout d'abord, qu'un dispositif à deux sondes proposé par CRAWFORD et collab. (1963) permet d'obtenir la dérivée première du courant de sonde (I_s) par rapport à la tension V_s .

1-5-1. Enregistrement de
$$\frac{d I_s}{d V_s} = f'(V_s)$$

Considérons deux sondes parfaitement identiques (1 et 2) placées symétriquement par rapport à l'axe d'un tube à décharge (figure 1-6 a). La sonde 1 est polarisée par la tension V_1 , la sonde 2 par la tension V_2 . Supposons que l'on ait $V_2 = V_1 + \delta V$ (ceci peut être obtenu en polarisant les deux sondes par une même tension V_1 et en ajoutant en série avec la sonde 2 une pile de f.e.m. δV). Lorsque V_{s1} varie, la mesure de I_{s1} et I_{s2} conduit à l'obtention de deux caractéristiques décalées de δV (figure 1-6-b).

Pour une certaine valeur V_{s1} de la tension de polarisation on mesure la différence $\Delta I = I_{s1} - I_{s2}$, des courants circulant dans les sondes 1 et 2 ; on peut effectuer cette mesure pour plusieurs valeurs de V_{s1} . Dans ces conditions la dérivée première du courant de sonde par rapport à la tension de polarisation $\frac{d I_s}{d V_s}$ s'obtient par le passage à la limite :

$$\frac{d I_s}{d V_s} = \lim_{\delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\delta V}$$

En pratique, la courbe de sonde étant monotone, il suffit d'utiliser un δV suffisamment faible devant les variations de V_s , pour obtenir une valeur approchée de la dérivée

1-5-2. Enregistrement de
$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f''(V_s)$$

A partir du résultat précédent (1-5-1) nous pouvons obtenir la dérivée seconde par une dérivation simple, soit analogique soit digitale, à condition que la tension V_s soit une fonction linéaire du temps (signal triangulaire).

Le dérivateur analogique ne présente aucune difficulté de réalisation dans son principe comme cela sera montré dans le chapitre 3. Quant au dérivateur digital, nous pouvons déduire son principe de l'analyse de la figure (1-7).

Il apparaît directement sur ce graphique que si nous savons mettre en mémoire une première mesure de la dérivée du courant de sonde $\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_n$ et comparer cette mesure absolue à une seconde prise d'échantillon $\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{s(n+1)}$ correspondant à la tension $V_{s(n+1)}$, nous aurons l'expression de la dérivée seconde du courant de sonde en fonction de la tension par

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = V_{s(n+1)} \lim_{V_{s(n+1)} - V_{s(n)} \rightarrow 0} \frac{\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{s(n+1)} - \left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_n}{V_{s(n+1)} - V_{s(n)}} \quad 1-22$$

Les impulsions d'échantillonnage peuvent être maintenues à une récurrence fixe τ aussi faible que possible, donc $V_{s(n+1)} - V_{s(n)}$ garde une valeur constante aussi faible que possible quel que soit n .

Nous enregistrerons la différence $\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{s(n+1)} - \left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_n$ lorsque la tension V_s évolue, pour visualiser point à point

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f''(V_s)$$

1-5-3. Synchronisation de l'échantillonnage

Nous emploierons la méthode proposée par GARZCADDEN et BLETZINGER (1964) pour localiser la mesure dans une strie ou dans la période d'une modulation sinusoïdale du courant de décharge. Cette méthode sera décrite en détail dans le chapitre 3.

MONTAGE EXPERIMENTAL

Nous présentons dans ce chapitre le montage expérimental permettant d'obtenir la fonction de distribution de l'énergie des électrons dans un plasma calme et stationnaire.

Après avoir décrit le type de plasma étudié et les différentes conditions expérimentales rencontrées, nous indiquons le fonctionnement du montage à deux sondes associé à un pont de résistances permettant d'obtenir la dérivée première du courant de sonde. Ceci de manière automatique, puisque nous avons conçu un amplificateur de balayage pour alimenter les sondes par une source de tension triangulaire répétitive.

2-1. Tubes à décharges

Nous avons étudié le plasma de colonnes positives de décharge fonctionnant dans des gaz rares.

2-1-1. Description du tube

Pour des raisons de stabilité de la décharge, il est commode d'utiliser un tube en verre de diamètre uniforme, de longueur voisine de 600 mm. Les diamètres utilisés varient entre 30 et 60 mm, selon le type d'expérience envisagé.

Les tubes utilisés diffèrent donc par leur diamètre ainsi que par la disposition des sondes ; leur fonctionnement est caractérisé dans tous les cas par l'utilisation de cathodes chaudes à chauffage indirect (figure 2-1).

La cathode est chauffée par un filament et protégée par un wehnelt qui joue le rôle d'écran thermique.

Le tube à décharge est monté sur un banc de pompage qui permet d'obtenir une pression inférieure à 10^{-6} torr. Il est essentiel de veiller à la propreté de l'enceinte contenant le gaz. En effet, RICARD et collab. (1968) ont montré que la diminution de la concentration d'atomes excités, due au dégazage du bâti à vide de l'enceinte, atteint (pour

$p = 2$ torrs) un facteur 30, environ, en 90 minutes, si la pression dans l'enceinte initialement "vide" remonte de $4 \cdot 10^{-7}$ à 10^{-3} torr en 30 minutes. Aussi, lorsqu'un nouveau tube est monté, procède-t-on à son étuvage pendant 48 heures. La cathode est ensuite formée, puis activée grâce à une polarisation cathode-wehnelt, ce qui permet un dégazage de l'ensemble.

Ces opérations effectuées, le tube est prêt à fonctionner ; la pression résiduelle vaut alors quelques 10^{-7} torr.

2-1-2. Caractéristique de la décharge

Les décharges effectuées dans de l'hélium (le gaz employé, de qualité commerciale, est fourni avec un taux d'impuretés de $5 \cdot 10^{-6}$), pour des pressions comprises entre 0,06 et 0,5 torr et des courants variant entre 10 et 200 mA, permettent d'obtenir une colonne positive calme. Le courant continu traversant la colonne et éventuellement la modulation sinusoïdale de celui-ci sont obtenus à l'aide de deux tubes pentodes montés en parallèle et fonctionnant en amplificateur de courant. L'impédance de sortie du montage est voisine de $8,5 \text{ K}\Omega$ alors que l'impédance de la décharge (qui est la charge du montage) représente au maximum 850Ω pour un courant continu de 200 mA. Les conditions de fonctionnement sont donc bien celles d'un générateur de courant.

Le point de polarisation de l'amplificateur fixe le courant continu de la colonne ; ce courant est mesuré par la chute de tension qu'il produit dans une résistance de 5Ω , fixée entre l'anode et la masse.

2-2. Circuit de mesure

A partir des données fondamentales de la colonne positive, (représentées par les grandeurs des vecteurs vitesse et positions des particules) la cellule de mesure fournit une donnée quantitative qui est une tension à un instant déterminé.

Les sondes constituent le premier élément de transmission des données. Elles traduisent en courants les charges collectées par leurs surfaces. L'information ainsi obtenue est ensuite traitée. Enfin le système de polarisation des sondes est automatisé ce qui permet un traitement dynamique des informations.

2-2-1. Pont de résistances

Ce montage simple exploite le principe de mesure présenté au paragraphe 1-5-1 et permet d'obtenir la dérivée première du courant sonde par rapport à la tension. Considérons deux sondes identiques montées symétriquement par rapport à un plan passant par l'axe de la décharge (figure 2-1). Ces deux sondes, reliées par une résistance ρ , sont connectées par l'intermédiaire de deux résistances R_1 et R_2 à une source de tension de f.e.m. V_B ; de plus une tension de décalage δV est appliquée sur l'une d'elle (figure ci-contre). La tension V_B , et les tensions V_{s1} et V_{s2} des sondes sont mesurées par rapport aux électrodes de référence (dans notre cas, l'anode du tube à décharge).

Ecrivons les équations de mailles de ce circuit

$$\text{maille 1 } R_1(I_{s1} - I_3) + R_2(I_{s2} + I_3) = \rho I_3$$

$$\text{maille 2 } V_{s1} + \rho I_3 + \delta V = V_{s2}$$

$$\text{Posons } R_1 = R_2 = R$$

$$I_{s1} - I_{s2} = \Delta I_s \text{ et } V_{s1} - V_{s2} = \Delta V_s$$

il vient

$$\frac{\Delta I_s}{\Delta V_s} = \frac{(\rho/R + 2) I_3}{\delta V + \rho I_3}$$

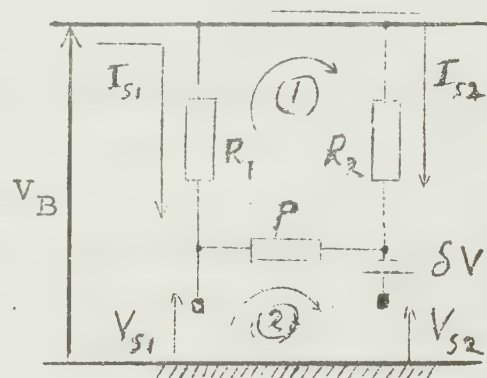
$$\text{Supposons que } \rho I_3 \ll \delta V$$

$$\text{et } \rho \ll 2R$$

$$\text{alors } \frac{\Delta I_s}{\Delta V_s} = \frac{\rho I_3}{R \delta V} \text{ et l'on voit que } \frac{d I_s}{d V_s} = \lim_{\delta V \rightarrow 0} \frac{\rho I_3}{R \delta V}$$

La f.e.m. δV doit être suffisamment faible de sorte que l'on puisse définir la dérivée, et suffisamment élevée de façon que $\delta V \gg \rho I_3$.

Il faut maintenant faire varier V_s par l'intermédiaire de V_B de manière périodique en fonction du temps pour enregistrer, ou visualiser, cette dérivée première ; le choix d'une tension V_B variant linéairement en fonction du temps (balayage à l'aide d'un signal triangulaire) est particulièrement commode ; en effet une dérivation en fonction de la tension, du signal dérivé première, sera obtenue par une dérivation en fonction du temps. Les montages dérivateurs analogique et digital proposés s'appuient ; bien sûr, sur cette remarque.



Deux causes d'erreurs apparaissent immédiatement

- l'une liée aux sondes (position, géométrie)
- l'autre liée aux approximations faites dans le calcul

2-2-1. Erreurs inhérentes au montage

a) Erreur due aux sondes

Il peut exister une erreur due à la position des sondes dans le tube, du fait que celle-ci ne "voient" pas la même valeur du potentiel plasma. Cela veut dire qu'il existe, indépendamment du déséquilibre volontairement introduit par la source δV , une tension $\delta V'$ entre les deux sondes. Il n'est pas possible dans ce cas, d'équilibrer les courants collectés par les deux sondes pour toute la gamme de balayage de la tension sonde. Il faut donc que les sondes occupent dans le tube des positions aussi semblables que possible. A cet effet, de nombreux essais et mesures ont été effectués et de bons résultats ont été obtenus.

Il peut exister également une erreur due à la géométrie des sondes. Leurs surfaces collectrices S_1 et S_2 doivent être égales pour que les courants soient égaux pour une même tension appliquée. Il est possible de corriger une différence de surface en modifiant la valeur de l'une des résistances de polarisation par rapport à l'autre. L'expérience montre cependant qu'un déséquilibre trop important ne peut être corrigé.

En pratique, pour distinguer ces deux causes d'erreur, il est indispensable de relever la caractéristique courant-tension pour chacune des sondes.

Ces imperfections conduisent à $\rho I_3 \neq 0$ quand $\delta V = 0$

b) Erreur due aux approximations

Dans le calcul précédent, nous voyons que la condition $\rho I_3 \ll \delta V$ est importante. L'erreur introduite dans la mesure est proportionnelle au rapport de ces deux tensions, puisque nous négligeons ρI_3 devant δV . D'autre par la définition même de l'opération de dérivation, nous conduit à choisir pour δV la valeur la plus faible possible. Ces deux exigences sont contradictoires. Ceci sera discuté au paragraphe suivant.

2-2-1-1. Choix des éléments

Les conditions $\frac{\rho}{R} \gg 2$ d'une part, $\rho I_3 \ll \delta V$ d'autre part imposent les valeurs de ρ et de R , une fois δV choisi.

Deux aspects sont à considérer dans le choix de δV : d'une part la nature de la source, d'autre part la valeur de la f.e.m. fournie.

Le choix de δV résulte de nombreux essais technologiques au cours desquels nous avons comparé des alimentations stabilisées de faibles tensions, une pile, un accumulateur. Une alimentation stabilisée offre la possibilité d'ajuster δV donc de paramétrer le niveau détecté, mais par contre elle introduit un niveau de bruit important dans le circuit puisque l'alimentation est utilisée en masse "flottante". Nous avons donc employé une batterie d'accumulateurs dont la tension, variable d'un élément à l'autre, était comprise entre 1, 5 et 2 volts.

Nous nous sommes ensuite assurés que des valeurs de δV comprises entre 0, 5 et 3 V ne modifiaient pas de façon sensible l'amplitude du terme $\frac{\Delta I}{\delta V}$. Ceci est illustré figure 2-2 a et analysé tableau 2-1 : on voit que dans la zone de plus grande sensibilité (ailleurs l'erreur de pointage sur la courbe devient trop importante) l'écart entre ces différentes valeurs de $\Delta I / \delta V$ n'excède pas 6%.

Tableau 2-1 : Valeurs (normalisées à $\delta V = 1$) du rapport $\Delta I / \delta V$

$\begin{matrix} U \\ \delta V \end{matrix}$ (unité arbitraire)	14	15	16	17	18
1	1	1	1	1	1
1, 5	1	1	1	0, 99	0, 98
2	1, 02	1, 03	1, 01	1	0, 98
2, 5	1, 03	1, 03	1	0, 98	0, 98
3	1, 06	1, 05	1	0, 98	0, 98

Nous pouvons alors déterminer ρ en fonction du niveau de tension que nous souhaitons traiter : pour guider notre choix, nous avons enregistré une caractéristique de sonde $I_s = f(V_s)$, en respectant les conditions de décharge que nous avons fixées (courant, pression). Nous avons déduit graphiquement de cette caractéristique (MEDICUS - 1956) une pente représentative de la mesure. Pour $\Delta V_s = 1$ volt, $\frac{\Delta I_s}{\Delta V_s} = \frac{10 \mu A}{1 V}$

avec un courant de sonde maximal de 1 mA, si nous nous reportons aux conditions théoriques, le choix de $\rho = 100 \text{ k}\Omega$ satisfait la condition : $\delta V \gg \rho I_3$; $\rho I_3 = 10 \text{ mV}$, $R = 1 \text{ k}\Omega$.

La seule limitation (peu astreignante) imposée au choix de R est $R \ll \rho/2$. En fait une analyse physique du fonctionnement du circuit de mesure conduit à faire les remarques suivantes :

- R doit être grand car le signal détecté est proportionnel à R. Une valeur de R égale à $10 \text{ k}\Omega$ conduirait à détecter un signal de 10 mV. Mais une valeur aussi élevée introduit une chute de tension aux bornes de cette résistance de 10 volts pour un courant de sonde de 1 mA, ce qui introduit une erreur de 20% sur l'étalonnage de l'axe des tensions de la caractéristique $\frac{d I_s}{d V_s} = f'(V_s)$.

En effet, la tension est lue à la sortie de l'amplificateur de balayage, afin de ne pas perturber les courants de sonde.

Nous verrons dans la suite de ce travail, que pour éliminer totalement cet inconvénient (modification de l'étalonnage de l'axe des énergies aux fortes valeurs du courant de sonde), nous avons été amené à mesurer directement la tension sur l'une des sondes en utilisant un atténuateur à haute impédance d'entrée, suivi d'un amplificateur opérationnel.

De ces considérations, nous déduisons que $1 \text{ k}\Omega$ est une limite supérieure pour la valeur de R.

2-2-1-3. Equilibrage du pont

Nous procédons, avant chaque série de mesures, à deux sortes d'équilibrage : l'équilibrage statique (sans balayage) et l'équilibrage dynamique. La condition d'équilibre est réalisée si :

$$S_1 R_1 = S_2 R_2 \text{ avec } \delta V = 0 \text{ (} S_1 \text{ et } S_2 \text{ : surfaces des sondes)}$$

a) Equilibre statique

Dans une décharge de gaz rare (He) à la pression de 0,1 torr, pour un courant de décharge de 100 mA, avec $\delta V = 0$, nous polarisons les sondes de façon à opérer dans la zone à courant ionique où la dérivée $(\frac{\Delta I_s}{\Delta V_s})$ est nulle. Dans ce cas, la valeur de la tension lue aux bornes

de ρ doit être nulle si le pont est bien équilibré. Cet équilibre est réalisé à l'aide d'un potentiomètre (100 Ω , 10 tours) placé en série avec la résistance de 1 k Ω qui alimente la sonde présentant la plus faible surface. L'ajustage du potentiomètre permet d'obtenir un zéro.

b) Equilibrage dynamique

Dans les mêmes conditions de décharge, les sondes sont ensuite polarisées par une tension triangulaire périodique. Le signal détecté est la dérivée seconde du courant de sonde par rapport à la tension (l'électronique analogique étant adaptée à la cellule, cf chapitre 3).

Si le pont est équilibré, le signal détecté doit être nul quand $\delta V = 0$. En fait, nous enregistrons un signal résultant d'un calage défectueux des sondes. L'amplitude minimale du signal détecté correspond à l'équilibre du pont (figure 3-3)

2-2-2. Les sondes

Nous discutons, dans ce paragraphe, la forme, la valeur de la surface collectrice ainsi que la position des sondes entre l'anode et la cathode.

2-2-2-1. Forme des sondes

Celles-ci peuvent être planes, cylindriques ou sphériques. Deux considérations ont guidé le choix d'une géométrie cylindrique.

a) La méthode de mesure avec des sondes doubles requiert, pour les sondes, une symétrie aussi parfaite que possible. Ceci facilite l'équilibrage du pont à résistances, comme nous l'avons vu (2-2-1-1).

b) VIRMONT (1969) a exposé les avantages d'une géométrie sphérique des sondes par rapport à la géométrie cylindrique adoptée, mais la réalisation technique délicate d'une telle sonde nous a conduit à ne pas l'adopter.

2-2-2-2. Surface collectrice

Le choix de la surface résulte d'un compromis entre le fait que le courant collecté est proportionnel à cette surface et la nécessité de satisfaire la condition théorique du fonctionnement $\frac{r}{h} < 3$ qui assure

une solution analytique du courant de sonde en fonction de la tension (r : rayon de sonde, h : longueur de Debye). Dans nos conditions de mesure ($n_e < 10^{10} \text{ e/cm}^3$) la longueur de Debye vaut 0,2 mm ; la condition $\frac{r}{h} < 3$ impose donc que le diamètre (d) de la sonde soit inférieur à 1 mm.

Afin de pouvoir négliger totalement l'effet de bout, il faut prendre $\frac{r}{L} < 10$. Le choix d'un diamètre de sonde de 1 mm impose une longueur L de celle-ci égale à 5 mm.

2-2-2-3. Position des sondes entre l'anode et la cathode

Le sujet de notre étude de la FDE (chapitre 1) limite nécessairement la position des sondes le long de l'axe de la décharge à la région de la colonne positive.

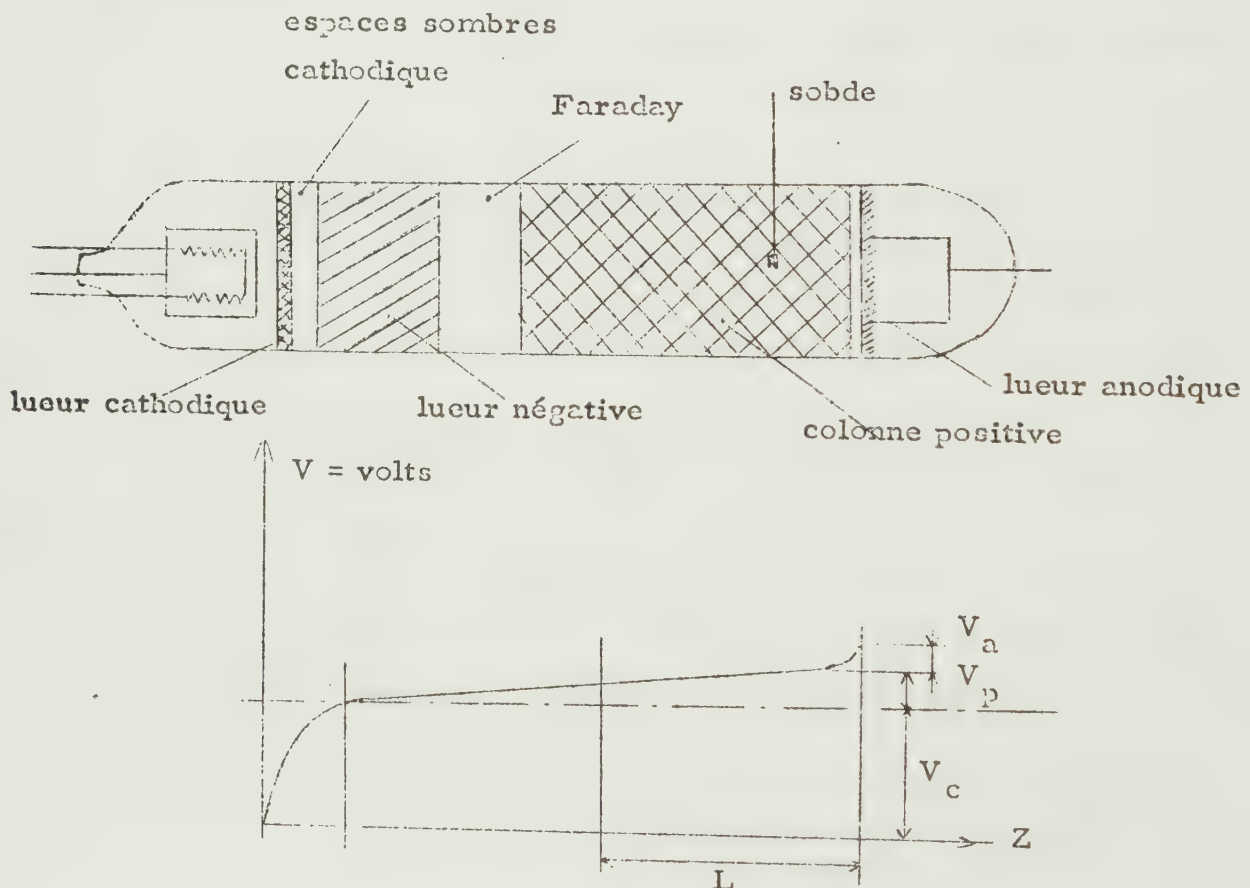


Figure 2-4

Le potentiel de l'anode étant pris comme référence, la figure 2-4 nous suggère d'écrire :

$$V_p(Z_1) = V_a + L E_Z$$

La valeur du champ électrique E_Z dépend de la nature du gaz. GOMBAUD (1966) a mesuré ce champ dans les décharges que nous utilisons :

Hélium : $E_Z = 2,1 \text{ V/cm}$

Néon : $E_Z = 1,65 \text{ V/cm}$

Nous considérons que le champ reste constant lorsque la pression varie de 0,05 à 0,5 torr, comme l'a montré GOMBAUD. Il apparaît donc que le potentiel plasma en un point donné dépend d'une part, du champ électrique existant dans la colonne positive, d'autre part, de la situation des sondes le long de l'axe Z, par rapport à l'anode.

Au chapitre 1 (figure 1-4), nous avons posé $-U = V_s - V_p$, U représentant l'énergie cinétique des électrons captés par la sonde portée au potentiel V_s ; pour visualiser entièrement la FDE (le "corps" et la "queue") il faut obtenir une courbe pour des valeurs de U correspondant au moins au potentiel d'ionisation ($V_i = 24,56$ volts pour l'hélium), donc :

$$0 < U < V_i$$

soit
$$V_p - V_i < V_s < V_p$$

L'amplitude de variation de V_s doit donc être d'au moins V_i , à partir de V_p ; on a intérêt à choisir V_p aussi faible que possible, de façon à ce que V_s varie entre zéro et une valeur négative ; cela revient à placer les sondes au voisinage immédiat de l'anode.

En pratique, un juste compromis entre cette considération et le fait que l'anode crée des perturbations jusqu'à quelques centimètres de sa surface au contact du plasma, nous a fait adopter une distance anode-sonde voisine de 10 cm.

2-2-2-4. Position des sondes dans le plan perpendiculaire à l'anode

Une imprécision (Δz) du positionnement de l'une des sondes (l'autre étant prise comme référence) par rapport au plan défini par l'anode, se traduit par une différence de potentiel entre les sondes égale à $E_Z \Delta z$.

Reportons-nous à la figure 2-2 ; nous constatons que cette

tension se superpose à δV . Il s'en suivra donc une erreur sur la mesure égale à

$$\frac{E_z \Delta_z}{\delta V} .$$

Pour discuter quantitativement cette erreur (ce qui revient à discuter le positionnement des sondes) nous effectuons plusieurs enregistrements avec le système dérivateur analogique couplé à la cellule de mesure.

Nous comparons sur ces enregistrements le signal de sortie observé lorsque δV est égal à zéro au signal enregistré lorsque δV est inséré dans le circuit.

Nous avons donc une appréciation de l'erreur si l'on effectue la rapport

$$s = \frac{\text{Signal } (E_z \Delta_z)}{\text{Signal } (E_z \Delta_z + \delta V)}$$

Lorsque le pont de résistances est équilibré, cette erreur est comparée pour différents groupes de sondes.

La figure 2-5 illustre un résultat typique.

1°/ Sondes disposées de part et d'autre de l'axe du tube (type 2 de la figure 2-1)

$$E_z \Delta_z = 10 \text{ mV}$$

$$E_z \Delta_z + \delta V = 450 \text{ mV}$$

soit $s = 1/45$

2°/ Groupe de sondes disposées parallèlement (type 1 de la figure 2-1)

$$E_z \Delta_z = 50 \text{ mV}$$

$$E_z \Delta_z + \delta V = 450 \text{ mV}$$

soit $s = 1/9$

Le groupe de sondes de type 2 donne donc de meilleurs résultats que le groupe de type 1 ; cela vient du fait qu'elles sont plus faciles, à la construction, à mettre en place. C'est donc ce montage qui sera utilisé pour faire les mesures (chapitre 5).

2-3. Amplificateur de balayage

Lorsqu'elles sont automatisées, les mesures de sondes gagnent en précision et en reproductibilité par rapport aux mêmes

mesures effectuées point par point. Dans le premier cas, l'effet des dérives thermiques est négligeable. D'autre part, pour traiter électriquement la dérivée première du courant de sonde, il est indispensable d'automatiser les mesures (le dérivateur analogique ou digital donne des résultats qui sont fonction de la durée de l'analyse).

L'automatisation des mesures nécessite un balayage linéaire et répétitif de la tension appliquée sur les sondes.

Pour des raisons évidentes de simplicité, nous avons utilisé, comme référence ou comme pilote, un générateur de tension triangulaire très basses fréquences (0, 01 Hz à 10 Hz).

L'excursion en tension requise est d'environ 60 V dans le cas d'une décharge dans l'hélium. Le courant passant dans les sondes est au plus de 1 mA.

Nous avons donc adapté à ce cas le générateur du type "Laboratoire" en lui associant un amplificateur de tensions continues.

Nous allons décrire la réalisation de cet amplificateur et les performances obtenues.

Deux difficultés étaient prévisibles dans la conduite de cette étude et nous avons tenté d'y remédier.

1°) Le niveau des tensions parasites produites par le secteur à 50 Hz pourrait être élevé par rapport au signal à traiter. Nous avons filtré cette fréquence avec un double Té à cellules RC (figure 2-6). L'affaiblissement apporté par le filtre à 50 Hz est d'environ 40 dB.

2°) L'amplificateur à liaisons continues pourrait entraîner des dérives de la tension de balayage. Nous avons donc introduit une contre-réaction de courant dans l'étage amplificateur d'entrée. Ces remarques, ainsi que des considérations telles que le gain, l'impédance de sortie, etc... conduisent au schéma synoptique de la figure 2-6a.

Le schéma de réalisation du montage est indiqué (figure 2-6 b)

2-3-1. Caractéristiques du montage

Nous avons mesuré les caractéristiques essentielles en fonctionnement. Soit :

impédance de sortie # 50 Ω

" d'entrée > 20 K Ω

La tension de sortie varie de -10 V à -60 V

Pour une fréquence de balayage périodique ajustée à 1 Hz, le niveau des tensions synchrones du secteur est au plus égal à 10 mV.

La gamme de fréquence de balayage s'étend de 0,1 Hz à 2 Hz.

2-3-2. Dérivée de la tension de sortie en fonction de la température

a) Fonctionnement statique de l'amplificateur

Pour cette mesure, nous fixons arbitrairement le point de fonctionnement de l'amplificateur, puis nous enregistrons la dérive de la tension de sortie en fonction de la température (figures 2-7, a et b)

$$\text{Tension de sortie 42 V, dérive} = \frac{100 \text{ mV}}{70} = 15 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$$

$$\text{" 30 V, " } = \frac{250 \text{ mV}}{70} = 35 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$$

Ce résultat nous permet de constater que la dérive de la tension de sortie est essentiellement due à la dérive de la tension base-émetteur des émetteurs suiveurs. Notons toutefois qu'une telle dérive est négligeable par rapport à la tension de balayage que nous avons fixée.

b) Dérivée de la tension de sortie en fonctionnement dynamique

L'amplificateur fonctionnant dans les conditions de son utilisation, nous avons enregistré la dérive de la tension de sortie en fonction de la température (figure 2-7 c).

Nous trouvons alors que la dérive enregistrée est égale à la plus forte des variations observées en régime statique.

Cette variation de la tension de balayage en fonction de la température introduit une erreur d'étalonnage de l'axe des tensions sur la caractéristique $I_s = f(V_s)$; égale à $\frac{35 \text{ mV}}{30 \text{ V}} / ^{\circ}\text{C}$ soit $10^{-3} / ^{\circ}\text{C}$

Or nos mesures sont effectuées à la température ambiante (20°C) et leur durée n'excède jamais 10 mn (durée de l'enregistrement photographique); la température ne peut évoluer, durant ce temps, de plus de 1°C. Nous pouvons donc négliger totalement ces variations.

CHAPITRE 3

MONTAGE DERIVATEUR ANALOGIQUE, ETUDE
ET MISE AU POINT

Nous étudions, dans ce chapitre, le principe proposé pour enregistrer la FDE dans un plasma calme, stationnaire.

Après la description des circuits électroniques et l'étalonnage de l'appareillage de mesure, nous présentons des enregistrements de FDE.

Nous testons ensuite le bon fonctionnement de l'appareillage en comparant les enregistrements des dérivées premières et secondes de la caractéristique de sonde. Nous déduisons de ces enregistrements les valeurs de V_p , T_e , n_e (grandeurs qui caractérisent la colonne positive de plasma).

Enfin nous discutons ces mesures et essayons d'estimer les erreurs.

3-1. Enregistrement de la FDE (Système Analogique). figure 3-1.

Aux bornes de la résistance ρ du pont de mesure (décrit dans le chapitre précédent), nous mesurons une tension proportionnelle à la dérivée première du courant de sonde en fonction de la ddp entre sonde et anode.

Envisageons maintenant la mesure simultanée de la dérivée seconde

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f''(V_s)$$

Le circuit utilisé pour effectuer cette mesure est du type analogique ; nous l'avons représenté figure 3-2.

$$V_2 = - R C \frac{d V_1}{dt} \quad 3-1$$

Pour adapter la cellule de mesure (pont à résistances) à ce circuit dérivateur il est indispensable d'étudier un montage. Pour cela, discutons les conditions de niveaux des signaux à transmettre et l'impédance des circuits à adapter.

Le signal $\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$ mesuré aux bornes de ρ est faible (10 à 50 mV), il est donc nécessaire de l'amplifier.

La mesure de $\frac{dI_s}{dV_s}$ nécessite l'emploi d'un amplificateur différentiel puisque la mesure s'effectue aux bornes d'une résistance qui permet de traduire, sous la forme d'une tension, la différence entre deux courants.

Enfin, pour ne pas perturber l'équilibre du pont il faut que l'amplificateur différentiel ait une impédance d'entrée au moins égale à 10 fois la valeur de ρ , soit $Z_e > 1 \text{ MO}$.

A la sortie de cet étage amplificateur nous disposons d'un signal amplifié proportionnel à $\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$

Nous avons complété le montage (figure 3-1) par un circuit adapteur intercalé entre l'une des sondes et l'entrée voie X de l'enregistreur. L'utilité de ce circuit est apparue après les mesures préliminaires ; son but est de présenter sur la sonde une impédance élevée $Z_e > 1 \text{ MO}$ afin de ne pas perturber l'équilibre du pont de mesure.

- 3-2, Amplificateur de tension

Le circuit de mesure (sondes et pont à résistances) n'a aucune référence électrique ; il est dit "en masse flottante". Si un tel montage est pratiquement insensible aux fluctuations du secteur, par contre le traitement des informations en provenance de ce circuit nécessite une technique appropriée consistant à isoler l'ensemble de l'appareillage du secteur. Ceci est généralement réalisé par des transformateurs à écran. Nous avons préféré une réalisation plus simple en prenant comme référence de tous les circuits l'anode du tube à décharge. Il est bien évident que, dans ce cas, si la composante due au secteur et à ses harmoniques est importante, il sera nécessaire d'utiliser des filtres convenables. Notons que cette solution, moins élégante que la première, a été imposée par les fortes variations des tensions de polarisation des sondes (-10 V à -70 V). Les amplificateurs opérationnels utilisés ont une tension dynamique d'entrée limitée à 15 volts ; l'adaptation en niveau ne peut donc être réalisée que par

un atténuateur. Nous avons choisi une atténuation de 20 dB.

L'impédance d'entrée étant fixée à 1 MΩ, cette dernière condition détermine la valeur des résistances à haute stabilité utilisées dans l'atténuateur (1 MΩ, 100 KΩ).

Nous pouvons dès lors proposer le schéma simple de la figure 3-3.

Soient V_{e1} et V_{e2} les tensions observées aux points A et B du montage ; le gain de l'amplificateur en fonction de ces tensions peut-être déduit de l'expression

$$V_2 = - \frac{R_1}{R_{eq}} + V_{e1} + \frac{R_3}{R_2} \frac{1 + \frac{R_1}{R_{eq}}}{1 + \frac{R_3}{R_2}} V_{e2} \quad 3-2$$

avec :
$$R_{eq} = \frac{R_5 R_4}{R_5 + R_4}$$

Pour rendre le montage symétrique (gain équivalent sur les deux voies), il faut satisfaire à l'égalité suivante :

$$\frac{R_1}{R_{eq}} = \frac{R_3}{R_2} \quad 3-3$$

Un compromis entre l'atténuation définie par le rapport $\frac{R_3}{R_2}$ et le gain du montage exprimé par le même rapport (pour satisfaire la condition de symétrie) limite le gain à la valeur maximale $2 \frac{R_3}{R_2}$, ce qui est insuffisant.

Une raison supplémentaire nous impose de rechercher une autre solution. Toujours dans le cas supposé d'une amplification symétrique l'équilibre des impédances d'entrée de 1 MΩ, 100 KΩ, entraîne nécessairement un déséquilibre du gain et inversement. Il est donc indispensable de dissocier les deux voies amplificatrices et d'adjoindre un second étage.

3-3. Amplificateur de tension à haute impédance d'entrée

Les remarques précédentes nous ont conduit à adopter le circuit plus complexe représenté sur la figure 3-4.

Cet ensemble amplificateur est constitué par deux étages qui fonctionnent différemment, aussi allons-nous les analyser séparément.

3-3-1. Premier étage amplificateur

Cet étage est constitué par deux circuits amplificateurs opérationnels parfaitement symétriques en ce qui concerne l'impédance d'entrée. Nous utilisons l'entrée positive de chacun de ces circuits ; sur cette entrée, l'impédance est voisine de 500 MΩ. Vues du côté des sondes, les impédances d'entrée sont parfaitement symétriques si le pont atténuateur est équilibré.

Le gain d'un tel montage (abstraction faite des termes complémentaires) s'écrit simplement (figure 3-4).

$$G = 1 + \frac{2 R}{R_e} = 5$$

Le choix d'un gain faible pour le premier étage est lié aux performances technologiques des amplificateurs opérationnels. Par exemple, la tension d'erreur (ou tension d'offset) de l'amplificateur est directement proportionnelle au gain. Comme nous utilisons deux circuits, il importe de limiter le gain afin de ne pas introduire dans le second étage un terme d'erreur prépondérant par rapport au signal à amplifier.

Nous avons mesuré la tension de décalage et les courants de décalage pour un seul circuit amplificateur opérationnel, puis nous avons calculé e_r , tension de décalage en sortie pour l'étage amplificateur constitué de trois circuits amplificateurs opérationnels.

3-3-1-1. Tension de décalage

Soit $e(o)$ cette tension à l'entrée ; à la sortie nous obtiendrons

$$e(r) = e(o) \left(1 + \frac{2 R}{R_e} \right) \quad 3-4$$

La valeur théorique $e(o)$ pour un circuit est de 5 mV. Or, le signal à traiter a une amplitude de 10 mV environ. Il est donc

indispensable de choisir un type d'amplificateur opérationnel où cette tension puisse être annulée ; c'est le cas des amplificateurs ANALOG-DEVICES pour lesquels la tension d'erreur à l'entrée peut être minimisée par un réglage potentiométrique extérieur à l'amplificateur.

Pour un seul circuit amplificateur opérationnel, nous avons mesuré une tension ramenée à l'entrée $\epsilon(o) = 0,25 \text{ mV}$; ceci introduit donc pour le premier étage une tension à la sortie de $\epsilon(r) = 2,5 \text{ mV}$.

3-3-1-2. Courants de décalage

Les courants de décalage à l'entrée du circuit se traduisent à la sortie sous la forme d'une tension d'erreur notée $\epsilon(I_d)$.

Pour un amplificateur du type utilisé, lorsque les résistances d'entrée sont ajustées à 1% , le courant de décalage vaut $35 \cdot 10^{-9} \text{ A}$; par suite :

$$\epsilon(I_d) = 2 \cdot I_d \cdot R \cdot G = 0,34 \text{ mV} \quad 3-5$$

La tension de décalage inhérente au montage et aux circuits utilisés sera donc voisine de

$$\epsilon(e) = \epsilon(r) + \epsilon(I_d) \approx 3,5 \text{ mV}$$

L'analyse de la tension d'erreur a été faite dans le cas où le fonctionnement du montage est le plus défavorable (nous n'avons pas considéré le principe de fonctionnement des deux amplificateurs opérationnels couplés, ce qui a pour effet d'opposer les tensions d'erreur). Il est bien évident que l'appréciation de la tension d'erreur n'offre qu'une image grossière de la réalité, mais une analyse plus fine sortirait du cadre de cet exposé. De plus, il nous a semblé difficile de dissocier les deux étages en cascade et nous avons préféré nous référer aux mesures de la tension d'erreur effectuées pour l'ensemble amplificateur (paragraphe 3-3-3-2).

3-3-1-3. Bruit créé par l'amplificateur

Un amplificateur est généralement caractérisé par un facteur de bruit

$$F = \frac{\text{puissance de bruit en sortie}}{\text{puissance de bruit à l'entrée}}$$

Dans une chaîne amplificatrice, le bruit provient essentiellement du premier étage.

Soient G_1, G_2, G_n les gains respectifs de chaque étage de la chaîne
 F_1, F_2, F_n les facteurs de bruit

$$F(\text{total}) = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1, G_2, G_n} \quad 3-6$$

nous limiterons donc notre étude du bruit au premier étage amplificateur.

Considérons un seul circuit amplificateur opérationnel ; le bruit à la sortie de ce circuit peut être représenté par une tension en série avec une résistance de bruit.

La valeur de cette tension de bruit $e(b)$ peut être directement comparée à l'amplitude du signal à traiter.

$$e(b) = \sqrt{e_N^2 + I_N^2 R_s^2} + e_R \quad 3-7$$

$\overline{e_N}$ = tension de bruit du générateur équivalent au circuit

$\overline{I_N} \cdot R_s$ = tension de bruit appliquée au circuit

Pour les circuits du type 118 K (Analog-Devices)

$\overline{e_N} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ V}$ dans la bande (1 KHz - 10 KHz)

$\overline{I_N}^2 = 4 \cdot 10^{-22} \text{ A}^2$

$e_R^2 = 4 K T R \Delta f = 1,63 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2$

$e(b) = 2,4 \mu \text{ V}$

Ce résultat montre que le bruit apporté par le montage (constitué par deux circuits) peut être totalement négligé par rapport au signal d'amplitude supérieure à 1 mV.

3-3-1-4. Dérive de la tension de sortie

L'amplificateur à liaisons continues que nous étudions doit satisfaire à une condition fondamentale :

la dérive de la tension de sortie, en fonction des paramètres (temps, température, etc...) doit être négligeable pendant la durée d'un cycle de mesure.

Nous analyserons l'amplitude de ces dérives pour un circuit amplificateur opérationnel et nous effectuerons les mesures pour l'ensemble de la chaîne amplificatrice.

Il y a trois types de dérive importants

1°/ Dérive en fonction de la température

Cette dérive est inférieure à $\pm 20 \mu V/^{\circ}C$. Nous effectuons les mesures à la température ambiante ; celle-ci n'est variable que de $5^{\circ}C$ au maximum pendant un cycle de mesure, soit une dérive de $\pm 0,1 mV$, ce qui équivaut à 1% de la tension du signal.

2°/ Dérives en fonction du temps

Ces dérives, nous les avons estimées à $\pm 50 \mu V/\text{jour}$ après avoir fait une mesure sur 2 heures. Elles sont non cumulatives. Or, notre cycle de mesure (durée entre deux étalonnages successifs) n'excède jamais une demi-journée. Ainsi, pour cette durée, la dérive comparée à l'amplitude la plus faible du signal n'excède pas 1%.

3°/ Dérive résultant d'une variation de la tension d'alimentation

Elle peut être totalement négligée car elle représente $\pm 20 \mu V/^{\circ}C$ et nos alimentations sont stabilisées à 1‰.

Nous voyons que la totalité des dérives représente $0,6 mV$ pour l'ensemble du montage (4 amplificateurs opérationnels) pendant un cycle de mesure. Leur action peut être négligée par rapport aux tensions de décalage qui représentent $3 mV$.

3-3-1-5. Bande passante de l'amplificateur

La période de balayage de la tension de polarisation des sondes est fixée à 1 s. Ce facteur n'impose pas de limitation à la bande passante aux hautes fréquences ; ce sont les caractéristiques des signaux à traiter (temps de montée, amplitude) qui imposent que les circuits soient réalisés avec une bande passante variant du continu à 10 Hz (la fréquence la plus élevée du signal à transmettre est environ 10 fois supérieure à la fréquence du balayage).

Le circuit dérivateur analogique limitera la bande passante aux fréquences voisines de 10 Hz.

L'amplificateur à haute impédance d'entrée ne doit pas limiter la fréquence d'analyse. Afin d'éliminer les composantes haute fréquence dues au plasma nous limiterons la bande passante de ce circuit à 100 Hz. A cet effet, chaque amplificateur opérationnel est limité aux fréquences élevées par une capacité d'intégration. La valeur de cette capacité est déterminée par la fréquence de coupure choisie et par l'impédance d'entrée du circuit.

Notons que la limite supérieure de la bande passante fixée

par les caractéristiques technologiques des amplificateurs opérationnels que nous utilisons est de 100 KHz lorsque le gain du circuit est égal à 10.

3-3-2. Second étage amplificateur

Ce circuit constitué par un amplificateur opérationnel est monté en amplificateur de différence (figure 3-4).

Dans le paragraphe 3-2, nous avons étudié les inconvénients que présentait un tel montage pour un fonctionnement symétrique, avec des impédances d'entrée élevées. Dans le cas présent, l'utilisation que nous en faisons limite fort heureusement ces imperfections. En effet, les impédances d'entrées sont faibles, leur dissymétrie vue de l'entrée n'est pas un facteur critique (les impédances de sortie des étages précédents sont inférieures à 100 Ω). Il est donc possible, une fois choisi le gain de la chaîne amplificatrice, de satisfaire à la condition de symétrie (égalité 3-3).

3-3-3. Mesure des caractéristiques de l'amplificateur

Nous avons considéré l'amplificateur de tension à haute impédance d'entrée comme un circuit amplificateur opérationnel puisqu'il en remplit les fonctions (figure 3-5). Nous lui avons appliqué les définitions relatives à ce type de montage, telles que : tension d'erreur en mode commun, taux de réjection et tension de décalage ramenée à l'entrée. Dans cette mesure le gain de l'amplificateur est égal à 5.

3-3-3-1. Mesure de la tension d'offset

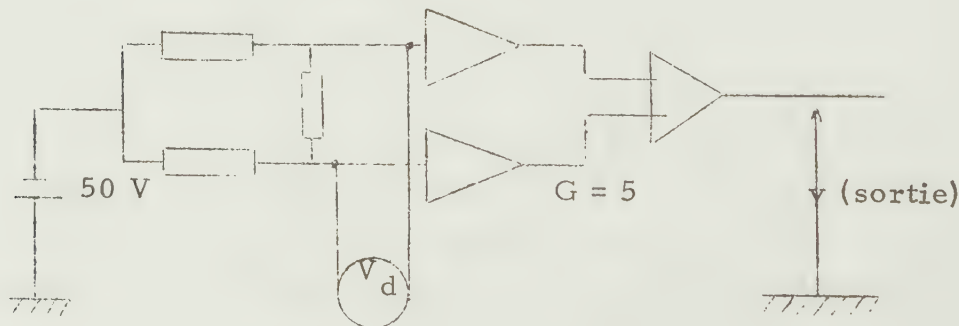


Figure 3-5

Quel que soit le sens du branchement, la tension de décalage ramenée à l'entrée (V_d) est inférieure à 1 mV.

3-3-3-2. Mesure de la tension d'erreur $\epsilon(r)$

Nous avons conservé, pour faire cette mesure, le même montage que celui représenté figure 3-5. Lorsque les deux entrées du circuit sont ramenées au même potentiel variable, nous mesurons la tension d'erreur en sortie.

Nous constatons sur l'enregistrement de la figure 3-6a que, pour une variation de la tension d'entrée de 0 à 40 V, la tension d'erreur suit une loi non linéaire et que l'amplitude de variation de cette tension est inférieure à 4 mV.

Nous pouvons comparer ce résultat à la tension d'erreur calculée pour un seul amplificateur opérationnel fonctionnant dans les mêmes conditions, soit $\epsilon_r = 3,5$ mV.

Le montage utilisant trois circuits de ce type, nous remarquons que son principe limite considérablement la tension d'erreur.

Il est bien évident que cette tension d'erreur ne peut être compensée. De plus, la variation absolue de l'erreur impose une amplitude minimale du signal à détecter. Si nous désirons une erreur, aux petits signaux, inférieure à 10%, l'amplitude minimale du signal détecté pour un gain égal à 5, doit être supérieure à 50 mV.

Coefficient de réjection en mode commun (C.R.M.C.)

Le résultat précédent (mesure de la tension d'erreur) conduit à la mesure d'une autre caractéristique de l'amplificateur étudié :

le C.R.M.C. Par définition :

$$\text{C.R.M.C.} = \frac{\text{tension en mode commun}}{\epsilon(r) \text{ ramenée à l'entrée}}$$

Avec $G = 5$, $\epsilon(r) = 4$ mV, tension en mode commun 40 V.

$$\text{C.R.M.C.} = 5 \cdot 10^4$$

Nous pouvons comparer ce coefficient à celui correspondant à un seul circuit amplificateur opérationnel, où $\text{CRMC} = 10^4$. Nous constatons que notre montage améliore nettement ce coefficient.

3-3-3-3. Mesure de la bande passante et du gain

La figure 3-6b montre que pour un gain de l'amplificateur égal à 5, la bande passante du montage est de 85 Hz

Le gain du montage se décompose ainsi :

- atténuation apportée par le pont d'entrée : 20 dB
- gain des deux étages montés en cascade : 34 dB

Le gain résultant est donc de 14 dB. Ce gain peut-être ajusté sur le second étage en fonction du niveau du signal à amplifier, celui-ci étant directement proportionnel à la surface des sondes.

3-3-3-4. Mesure de la linéarité entrée-sortie

Le montage est constitué par deux voies amplificatrices indépendantes. Un réglage (résistance à 1% ajustée, figure 3-2) permet de régler avec une précision supérieure à $\pm 1\%$ le gain de l'une des voies, l'autre étant prise comme référence.

Nous avons présenté le montage de mesure et la courbe de linéarité sur la figure 3-7. L'erreur de mesure ne peut être décelée sur la droite obtenue, dont la précision d'appréciation est de $\pm 1\%$.

3-3-3-5. Mesures des dérives et du bruit dûs au montage

Le réglage du zéro (à la sortie du dérivateur analogique) étant effectué une fois pour toutes lors d'une série de mesures, nous n'avons jamais noté de dérive du signal détecté, ce qui corrobore les résultats du paragraphe 3-3-3-4.

Le bruit apporté par le montage est totalement négligeable par rapport au bruit fondamental synchrone du secteur à 50 Hz, qui équivaut à 5 mV à la sortie de l'amplificateur à haute impédance.

3-4. Dérivateur analogique

Le circuit doit fournir, à ses bornes de sortie, un signal reproduisant avec fidélité la dérivée du signal appliqué à l'entrée. Pour cela, le signal de sortie ne doit pas être entaché par des erreurs correspondant à la dérivée des perturbations rapides superposées au signal utile. L'effet parasite de ces perturbations superposées à la dérivée première du courant de sonde est considérablement atténué par des modifications apportées au principe de fonctionnement du dérivateur. Le circuit type est représenté figure 3-8. La mise en équation du circuit en notation symbolique s'écrit :

$$(\tilde{V}_1 - \tilde{V}_0) C_1 p = \frac{\tilde{V}_0 - \tilde{V}_2}{R_1}$$

- si l'impédance d'entrée est infinie : $V_o = V_2 / A$
- si le gain A est très grand : $V_o \approx 0$
- d'où $V_2 = -R_1 C_1 p V_1$ 3-9

ou bien si $V_1(0) = 0$, $V_2 = -R_1 C_1 \frac{dV_1}{dt}$

Un circuit fonctionnant suivant ce principe donnera à la sortie une tension représentative des dérivées de tous les signaux d'entrée. La seule limitation à la bande passante aux hautes fréquences est apportée par les caractéristiques de l'amplificateur, de gain A utilisé.

Une première amélioration est apportée à ce montage par l'introduction d'une résistance R_2 disposée en série avec la capacité C_1

Ceci impose une limitation du gain vers les hautes fréquences

On a $\tilde{V}_2 = -\frac{R_1 C_1 p}{1 + R_2 C_1 p} \tilde{V}_1$; pour $p = j\omega$ grand, $1 + R_2 C_1 p \gg 1$

et $\tilde{V}_2 \approx -\frac{R_1}{R_2} \tilde{V}_1$ 3-10

En fait, la limitation du gain vers les fréquences élevées n'apporte pas d'amélioration sensible, alors que le fonctionnement du circuit en intégrateur, au-delà d'une fréquence caractéristique réglable, en apporterait une. Ceci est réalisé en plaçant une capacité C_2 en parallèle sur la résistance R_1 (figure 3-3-3), telle que :

$$f_c = \frac{1}{2 \pi R_2 C_1} = \frac{1}{2 \pi R_1 C_2} \quad 3-11$$

Notons qu'un circuit du type 3 introduit, d'une part, une erreur d'amplitude et, d'autre part, une erreur de phase en fonction de la fréquence du signal dérivé, comme l'indique le tableau 3-1 ;

ω/ω_c	0,01	0,1	1	10	100
erreur d'amplitude (en %)	0	-1	-50	-99	-100
erreur de phase (en degrés)	-1,1	-11,4	-90	-169	-179

3-4-1. Choix de la pulsation caractéristique (ω_c) du dérivateur

Cette pulsation ω_c est déterminée en fonction de la fréquence la plus élevée du signal à dériver et de la précision avec laquelle nous souhaitons enregistrer cette dérivée (de l'ordre de 1%).

Pour résoudre ce problème, nous nous sommes placés dans les conditions d'une expérience. La fréquence de la tension de balayage des sondes déterminé la durée d'un enregistrement ; soit T cette durée. Nous pouvons lire le temps de variation du signal le plus rapide sur un enregistrement type, soit τ ce temps ($\tau = \frac{2\pi}{\omega}$). En nous reportant au tableau 3-1 nous pouvons constater que 1% d'erreur sur l'amplitude correspond à $\omega_c = 10 \omega$.

Pour $T = 2$ s, $\tau = 0,5$ s (soit $\frac{\omega}{2\pi} = 1$ Hz), nous avons $\frac{\omega_c}{2\pi} = 10$ Hz. Nous pouvons, à partir de ce choix, déterminer les éléments de montage. $\frac{R_1}{R_2} = 10$; pour ce rapport des résistances, nous avons tracé la réponse en fréquence du circuit pour différentes valeurs de C_1 et C_2 (figure 3-9). Nous avons retenu les valeurs correspondant à la courbe B, pour laquelle la fréquence $\frac{\omega_c}{2\pi} = 10$ Hz. Soit $R_2 = 10$ K Ω , $C_1 = 1$ μ F, $C_2 = 0,1$ μ F, $R = 100$ K Ω .

Nous avons représenté, sur la figure 3-10, le schéma détaillé des circuits de l'électronique analogique.

Pour conclure ce paragraphe, nous devons citer les travaux de ALEXEEF et HOWELL (1969) dont nous avons eu connaissance à la fin de notre travail, qui ont également utilisé ce type de montage (dérivation analogique) et en ont largement discuté les avantages.

-5. Circuit adaptateur d'impédance

Ce circuit est noté (adaptateur) sur la figure 3-1. Nous avons justifié son emploi dans 2-2-1-2. Le montage est constitué par un atténuateur de 20 dB (l'impédance vue de l'entrée est de 1 M Ω), suivi d'un amplificateur opérationnel dont on ajuste le gain à 0 dB. La tension de sonde est ainsi représentée fidèlement sur l'entrée X de l'enregistreur sans toutefois perturber l'équilibre du pont de mesure.

3-6. Etalonnage des circuits (électronique analogique)

Deux étalonnage indépendants sont nécessaires pour obtenir des résultats quantitatifs à partir des enregistrements de la caractéristique de sonde ou de ses dérivées première et seconde.

- l'étalonnage de l'axe des énergies de la FDE qui correspond, en fait, à la tension de sonde V_s -
- l'étalonnage de l'axe des ordonnées où les grandeurs mesurées sont proportionnelles au courant de sonde et aux dérivées de cette caractéristique.

3-6-1. Etalonnage de l'axe des énergies

La tension appliquée sur les sondes suit une loi linéaire en fonction du temps (balayage triangulaire). Deux mesures complémentaires nous permettent d'étalonner cet axe avec une bonne précision (2%).

1°/ Nous mesurons la tension aux extrêmes de la tension de balayage (variant entre -20 V et -57 V pour une décharge dans l'hélium ; le balayage étant linéaire, pour étalonner l'axe des abscisses, nous divisons la tension de balayage en volts.

2°/ La fréquence de balayage de la tension de sonde étant fixée à 0,05 Hz, nous pointons directement sur l'enregistrement la tension lue sur la sonde de 5 volts en 5 volts.

Nous avons comparé ces mesures entre elles. L'écart le plus important est observé lorsque la tension sur les sondes est de -50 V ; il n'excède pas 50 mV.

Lorsque la fréquence de balayage est portée à 1 Hz il n'est plus possible de pointer ainsi les tensions. Nous avons effectué un enregistrement continu et nous avons vérifié que les valeurs extrêmes du balayage étaient conservées avec une précision supérieure à $\pm 0,1\%$ par rapport aux mesures en TBF.

3-6-2. Etalonnage de l'axe des ordonnées

Les différents facteurs intervenant dans la formule d'étalonnage sont représentés sur la figure 3-1.

Nous allons exprimer $\frac{d I_s}{d V_s}$ et $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2}$ (en $\frac{\mu A}{volts}$) aux bornes des sondes à partir des valeurs de la tension vue à la sortie de l'étage amplificateur (V_{L1}) et du dérivateur (V_{L2}).

3-6-2-1. Etalonnage de la mesure de la dérivée première du courant de sonde

$$\frac{d I_s}{d V_s} = \frac{\rho \cdot I_3}{R \cdot \delta V} \quad 3-12$$

— La lecture est effectuée aux bornes de ρ , c'est-à-dire après une amplification de gain G_1

$$V_{L1} = G_1 \cdot R \cdot \delta V \cdot \frac{d I_s}{d V_s} \quad 3-13$$

(δV est en volts et R en $K\Omega$)

$$\frac{d I_s (\mu A)}{d V_s (\text{volts})} = \frac{V_{L1} (\text{volts}) \cdot 10^3}{G_1 \cdot R \cdot \delta V} \quad 3-14$$

3-6-2-2. Etalonnage de la mesure de la dérivée seconde du courant de sonde

$$V_{L2} = -R_1 C_1 \frac{d V_{L1}}{d V_s} = -R_1 C_1 \cdot \frac{V_s}{T} \cdot \frac{d V_{L1}}{d V_s} \quad 3-15$$

En portant la valeur de V_{L1} (3-14) dans (3-15) :

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = \frac{-T \cdot V_{L2}}{R_1 \cdot C_1 \cdot V_s \cdot G_1 \cdot R \cdot \delta V} \quad 3-16$$

$$V_{L2} = -R_1 \cdot C_1 \cdot G_1 \cdot R \cdot \delta V \cdot \frac{V_s}{T} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \quad 3-17$$

$V_s \neq V_B$ = tension appliquée aux sondes (volts)

T = demi-période de balayage (secondes)

$R_1 C_1$ = constante de temps du circuit dérivateur (secondes)

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = - \frac{V_{L2} \cdot T \cdot 10^3}{R_1 \cdot C_1 \cdot G_1 \cdot R \cdot \delta V \cdot V_s} \quad 3-18$$

Les paramètres d'étalonnage sont généralement connus pour

chacune des mesures sauf la constante de temps $R_1 C_1$. Celle-ci est déterminée en effectuant deux mesures (oscilloscope, enregistreur).

Nous appliquons à l'entrée du circuit dérivateur une tension triangulaire et nous déterminons $R_1 C_1$ par le rapport des tensions (entrée, sortie), la durée du balayage étant fixée à 1 seconde.

Nous avons ainsi mesuré la constante de temps (tableau 3-2) :
 $R_1 C_1 = 0,1 \text{ s à } \pm 0,5 \%$

mesure à l'oscilloscope			mesure à l'enregistreur		
tension de sortie	tension d'entrée	$2 R_1 C_1$	tension d'entrée	tension de sortie	$2 R_1 C_1$
75 mV	40 mV	0,1875	35 mV	420 mV	0,202
40 mV	200 mV	0,200	45 mV	230 mV	0,196
200 mV	1000 mV	0,200	230 mV	1160 mV	0,1985

Tableau 3-2 : Mesure de $R_1 C_1$

3-7. Mesures préliminaires (électronique analogique)

Afin de vérifier le principe de la mesure et le fonctionnement de l'appareillage électronique, nous avons enregistré la caractéristique de sonde et ses dérivées soit :

$$I_s = f(V_s) , \quad \frac{d I_s}{d V_s} = f'(V_s) , \quad \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f''(V_s)$$

Nous avons déduit de ces enregistrements les valeurs caractéristiques de la décharge (V_p , T_e , n_e).

Les valeurs de V_p mesurées, d'une part, sur la caractéristique de sonde et, d'autre part, à l'aide de la dérivée première, sont comparées.

La température électronique du plasma, donnée par la pente logarithmique de ces fonctions, doit être la même pour des conditions de courant et de pression semblables. Ceci permet de vérifier rapidement le fonctionnement des circuits (pont de mesure, dérivateur analogique) et d'apprécier les erreurs de mesure.

Enfin, nous avons calculé la densité électronique à partir de la caractéristique de sonde et comparé cette valeur à celle obtenue par l'intégration de la FDE.

Dans les décharges dans l'hélium utilisées, nous avons vérifié que le plasma était calme pour des pressions comprises entre 0,06 et 0,2 torr et pour les courants compris entre 10 et 500 mA.

Afin de pouvoir comparer entre elles les mesures effectuées avec les montages électroniques digitale et analogique, nous avons choisi de prendre les enregistrements pour $I = 100$ mA et $p = 0,1$ torr. Dans ces mesures préliminaires, un seul tube à décharge était utilisé (diamètre 35 mm et longueur 400 mm).

Les sondes, disposées parallèlement l'une à l'autre (groupe I de la figure 2-1), avaient une surface de l'ordre de $2,8 \text{ mm}^2$.

Enregistrements

Nous présentons sur les figures 3-14, 3-15, 3-16, trois enregistrements correspondant, en fait, à deux mesures.

Les enregistrements des figures 3-14, 3-15 correspondent respectivement, pour les dérivées secondes du courant de sonde, à la partie dite "positive" du balayage et à la partie appelée "négative" de la tension de polarisation des sondes, puisque la pente de la tension triangulaire du balayage est soit négative, soit positive.

Pour illustrer cette action du balayage, nous avons représenté (figure 3-13) un enregistrement correspondant à la tension triangulaire de balayage dans le cas où les deux dérivées secondes ne sont pas dissociées. L'enregistrement figure 3-16 correspond à une seconde mesure ; une seule polarité de la dérivée seconde est enregistrée. Cette mesure se distingue de la précédente par une plus grande sensibilité des enregistrements.

3-7-1. Mesures de V_p

La première série de mesures consiste à déterminer V_p d'après la caractéristique $\text{Log}(I_s) = g(V_s)$.

V_p est la valeur, mesurée sur l'axe V étalonné lorsque la caractéristique $\text{Log}(I_s) = g(V_s)$ n'est plus linéaire.

A partir des enregistrements (figure 3-14, 3-15 et 3-16) nous

mesurons une valeur moyenne de V_p (figure 3-17) déduite des courbes de sonde : $V_p = 30,5 \text{ V} \pm 500 \text{ mV}$.

La mesure de V_p obtenue en utilisant les caractéristiques de sondes dérivées une fois qui donne $V_p = 30,8 \pm 100 \text{ mV}$ nous a permis de vérifier ce résultat.

3-7-2. Mesures de la température électronique (T_e)

La mesure de la température électronique du plasma de la colonne positive est déduite de la pente logarithmique de la caractéristique de sonde et des dérivées première et seconde de cette courbe. Les figures 3-18, 3-19 et 3-20, représentent les courbes $I_s = f(V_s)$, $\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$ et $\frac{d^2I_s}{dV_s^2} = f''(V_s)$ en coordonnées semi-logarithmiques.

Ces figures correspondent respectivement aux enregistrements des figures 3-14, 3-15 et 3-16. Chacune de ces mesures doit donner la même valeur de la température électronique, car les conditions de fonctionnement de la décharge restent inchangées (tableau 3-3).

T_e (eV) {	$I_s = f(V_s)$	$\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$	$\frac{d^2I_s}{dV_s^2} = f''(V_s)$	figures	mesure
	5,2	4,3	5	3-18	I directe
	5	5	5,2	3-19	
	5	4,6	5,2	3-20	II inverse

Tableau 3-3

La température correspondant à la moyenne de ces 9 mesures est de 5 eV.

Nous avons recherché, à partir de ces résultats, les causes d'erreur inhérentes au principe de la mesure ainsi qu'au montage et avons fait les remarques suivantes :

- Les températures trop faibles mesurées par la dérivée première de la courbe de sonde sont dues en partie au fait que nous ne tenons pas compte du courant ionique comme cela est fait pour la courbe de sonde.

- Les températures supérieures à la moyenne que l'on observe à partir des enregistrements $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f'(V_s)$ sont imputables à une erreur de mesure de la tension sonde : celle-ci est mesurée en sortie de l'amplificateur de balayage et non sur la sonde elle-même. Cette erreur sera corrigée au paragraphe 3-8-1-1.

- Une autre cause d'erreur provient du mauvais calage mécanique des sondes ; la pente des dérivées première et seconde est modifiée par une tension d'erreur qui existe en l'absence de δV . ce point sera discuté dans le paragraphe consacré aux erreurs de mesure.

3-7-3. Mesures de la densité électronique (n)

Comme nous l'avons déjà signalé, deux mesures permettent d'obtenir la densité électronique du plasma; nous allons comparer les résultats obtenus.

3-7-3-1. Densité déduite de la courbe de sonde

Lorsque $V_s = V_p$, le courant de sonde est égal au courant dû à l'agitation thermique des ions et des électrons : l'expression de ce courant s'écrit (1-12) :

$$I_{\text{thermique}} = n.e.S. \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m}} \quad 3-19$$

$$\text{soit} \quad n = 0,37.10^8 \frac{I_{(s)} (\text{à } V_s = V_p)}{S. \sqrt{\frac{k T_e}{e}}} \quad 3-20$$

Les conditions de mesure sont les suivantes :

$$G = 4, R = 1,2 \text{ KO}, S = 2,78 \text{ mm}^2, \quad \frac{k T_e}{e} = 5 \text{ e V}$$

ce qui donne :

Fig. 3-18	$I_s = 545 \mu A$	$n = 3,2 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$
Fig. 3-19	$I_s = 545 \mu A$	$n = 3,2 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$
Fig. 3-20	$I_s = 475 \mu A$	$n = 2,8 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$

3-7-3-2. Densité mesurée par intégration de la FDE

La FDE est proportionnelle à la dérivée seconde du courant de sonde par rapport à la tension et s'exprime par :

$$n_s F(U) = \frac{2}{S \cdot e} \cdot \left(\frac{2 \cdot m}{e} \right)^{1/2} U^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \quad 3-21$$

$$n = \int_0^\infty n_s F(U) \cdot dU = \frac{2}{S \cdot e} \cdot \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot \int_0^\infty U^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \cdot dU \quad 3-22$$

$$n = \frac{0,42 \cdot 10^3}{S \text{ (mm}^2\text{)}} \int_0^\infty U^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \cdot dU \quad 3-23$$

Lorsque le terme $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2}$ est exprimé en $\frac{\mu A}{V}$ la

densité totale est exprimée en électrons par centimètre cube.

Sur les trois enregistrements (figures 3-14, 3-15 et 3-16) nous pouvons calculer le terme sous le signe somme par intégration graphique de la dérivée seconde de la caractéristique de sonde en fonction de la tension. La valeur résultant de cette intégration est déterminée pour les constantes d'étalonnage suivantes :

$V_s = 30 \text{ V}$, $R = 1,2 \text{ K}\Omega$, $V = 1,86 \text{ V}$, $R_1 C_1 = 0,1 \text{ s}$, $T = 2 \text{ s}$, $G = 4$
 $S = 2,78 \text{ mm}^2$, $\frac{k T_e}{e} = 5 \text{ eV}$

La formule d'étalonnage (3-3) permet d'exprimer $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2}$ en fonction de la tension de sortie (V_{L2}) du montage électronique

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = 74,6 V_{L2}$$

$$\text{donc } n = 1,13 \cdot 10^9 \int_0^\infty U^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \cdot dU$$

ce qui donne :

$$\text{fig. 3-14 } \int_0^\infty U^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \cdot dU = 2,81 \mu A/V^{1/2} \rightarrow n = 3,18 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

$$\text{fig. 3-15 } \quad \quad \quad = 2,55 \mu A/V^{1/2} \rightarrow n = 2,88 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

$$\text{fig. 3-16 } \quad \quad \quad = 2,35 \mu A/V^{1/2} \rightarrow n = 2,65 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

3-7-3-3. Comparaison des mesures de densité

Les résultats sont vérifiés avec une précision supérieure à 20% pour chacune des méthodes prises séparément. Lorsqu'on

compare entre eux les résultats obtenus par les deux méthodes, l'erreur est alors de 10%. Dans ces mesures préliminaires, l'erreur de 20% observée entre les mesures obtenues par une seule méthode est due en partie à un étalonnage défectueux de l'axe des énergies ou des tensions de sondes, car cette mesure était faite directement à la sortie de l'amplificateur de balayage.

Une amélioration notable a été apportée au système de mesure, après examen de ces résultats préliminaires, par l'adaptation d'un circuit à haute impédance d'entrée permettant la mesure directe de V_s sur l'une des sondes,

Une deuxième cause d'erreur inhérente à la méthode d'intégration de la surface est introduite par la définition de celle-ci au voisinage de $V_s = V_p$ où les variations de $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2}$ sont rapides; l'erreur correspondante est d'environ 5%.

3. Erreurs de mesure

Dans ce paragraphe nous analysons les causes d'erreur pour chacune des méthodes de mesure qui nous ont permis de déterminer (V_p , T_e , n_e).

Nous discutons chaque cause d'erreur à partir d'un exemple caractéristique de mesure. Une étude statistique des erreurs n'a pu être envisagée, car le dépouillement des résultats n'est pas automatisé (cela aurait nécessité l'emploi d'un calculateur en ligne).

Pour estimer les erreurs de mesure, nous avons expérimenté sur une décharge dans l'hélium fonctionnant dans les mêmes conditions (courant et pression) que dans les mesures préliminaires. Le diamètre des sondes est de 0,5 mm; leur longueur de 4,2 mm. Le diamètre du tube est de 55 mm.

3-3-1. Erreurs sur la mesure de V_p

3-3-1-1. Erreurs sur la mesure de V_p (d'après la caractéristique de sonde).

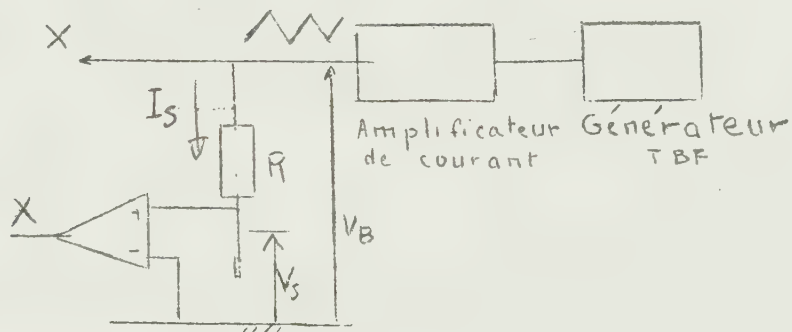
Deux causes d'erreurs interviennent dans la mesure de V_p ; l'une liée à l'étalonnage de l'axe des tensions, l'autre propre à la mesure de V_p (erreur de tracé),

1°/ Erreur sur la mesure des tensions de sonde (V_s)

Nous avons signalé (2-2-1) que la mesure de la tension de sonde faite à la sortie de l'amplificateur délivrant la tension de balayage V_B était erronée (cas des mesures préliminaires).

En nous reportant à la figure ci-dessous nous pouvons écrire :

$$V_s = V_B - R I_s$$



Si l'erreur reste faible pour les fortes valeurs de V_B , (I_s est limité au courant ionique : quelques μA) elle devient importante pour les faibles valeurs de V_B (alors $R I_s \approx$ un volt) ; V_p est alors mesuré à $\pm 2\%$ (figure 3-21). Pour lire directement la tension sur la sonde nous avons utilisé un amplificateur opérationnel à haute impédance d'entrée (décrit en 3-5). L'erreur due à la chute de tension dans R peut alors être négligée.

2°/ Erreur de localisation de V_p

Le changement de pente entre la branche exponentielle et la branche électronique n'apparaît pas toujours nettement même lorsque la caractéristique de sonde est tracée en coordonnées semi-logarithmiques (figure 3-22). L'erreur sur la valeur absolue de V_p est de l'ordre de 2%.

3-8-1-2. Erreur sur la mesure de V_p (d'après la dérivée première de la caractéristique de sonde). Deux erreurs contribuent à l'incertitude de mesure de V_p dans ce cas. L'une est inhérente à l'appréciation du tracé graphique, l'autre est due à la tension d'erreur provenant du mauvais positionnement des sondes dans le tube.

1°/ Erreur sur le tracé graphique

En nous reportant à la figure 3-23 (2) (enregistrement de

$\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$ l'appréciation de V_p est définie à ± 150 mV. V_p étant voisin de 30 volts, l'incertitude est donc de l'ordre de 0,5%.

2°/ Erreur due au positionnement des sondes

L'enregistrement de la tension d'erreur δV_2 (figure 3-23) est effectuée lorsque $\delta V = 0$.

Cette tension d'erreur se traduit sur les enregistrements (1), (2) de la figure 3-23 par une erreur sur l'appréciation de V_p d'environ 1%. Ces deux enregistrements correspondent au sens du branchement de la tension δV (le (+) ou le (-) sur la sonde).

Afin de justifier l'ordre de grandeur de cette erreur, nous avons mesuré V_2 par deux méthodes :

- Au potentiel flottant nous avons mesuré une différence de tension entre les deux sondes de 140 mV.

- En traçant la droite $\frac{dI_s}{dV_s} = f(\delta V)$, (δV variant de 0 à 4 V), l'abscisse à l'origine a permis de mesurer $V_2 = 140$ mV.

Cette tension mesurée modifie la valeur de V_p de 0,5 % environ, ce qui vérifie le résultat (1%) obtenu sur les enregistrements. Nous avons corrigé les enregistrements 1 et 2 en fonction de la tension d'erreur (courbes 1' et 2', figure 3-23). Nous constatons que l'accord entre les abscisses correspondant aux extremums des courbes corrigées est réalisé avec une incertitude inférieure à la précision du tracé graphique (0,5%).

La prévision de mesure de V_p par cette méthode est donc bien de l'ordre de 0,5%.

3-8-2. Erreurs de mesure sur la température électronique

Les erreurs de mesure sur la température électronique du plasma sont évaluées à partir des enregistrements du courant de sonde en fonction de la tension et de ses dérivées, dans la zone exponentielle.

L'erreur due au calcul peut-être déduite du tracé graphique de la pente logarithmique. En effet :

$$T_e = \frac{11700}{\frac{\text{Log } I_{s1} - \text{Log } I_{s2}}{V_{s1} - V_{s2}}}$$

$$\frac{dT_e}{T_e} = \frac{dI_{s1}}{I_{s1} (\text{Log } I_{s1} - \text{Log } I_{s2})} + \frac{dI_{s2}}{I_{s2} (\text{Log } I_{s1} - \text{Log } I_{s2})} + \frac{dV_{s1}}{V_{s1}} + \dots$$

$$\dots + \frac{dV_{s2}}{V_{s2}} \quad 3-25$$

La mesure de la température électronique (en eV) est immédiate si $(\text{Log } I_{s1} - \text{Log } I_{s2}) = 1$.

Les erreurs relatives sur les courants de sonde mesurés étant égales; ainsi que les incertitudes sur les tensions de sonde, nous pouvons écrire :

$$\frac{dT_e}{T_e} = 2 \frac{dI_s}{I_s} + 2 \frac{dV_s}{V_s} \quad 3-26$$

Nous allons estimer sur les trois enregistrements $(I_s, \frac{dI_s}{dV_s}, \frac{d^2I_s}{dV_s^2})$ l'erreur introduite par la méthode de mesure sur la détermination de la température.

3-8-2-1. Erreur sur la mesure déduite de la caractéristique de sonde.

Les mesures de la tension de sonde sont entachées d'une erreur d'étalonnage. Cette erreur est estimée à 0,5% ; donc $2 \frac{dV_s}{V_s} = 1\%$

Mesure des courants de sonde

Une première incertitude sur la mesure est introduite par les paramètres du circuit électronique. Nous distinguons :

- la mesure effectuée aux bornes d'une résistance à haute stabilité, dont la précision est de 1%
- le gain de l'amplificateur, défini à 1% près

Ceci introduit une erreur relative de 2% sur la mesure de $2 dI_s/I_s$. Une deuxième cause d'erreur est introduite par l'imprécision du tracé de la pente ; la limite de précision de ce tracé pour chaque point du courant de sonde en fonction de la tension est de l'ordre de 1%, soit 2% pour les tracé de la droite. Ceci est représenté sur la figure 3-23 (1).

En additionnant toutes ces erreurs relatives, on obtient une valeur de 4% pour $2 \frac{dI_s}{I_s}$

Nous pouvons estimer alors l'incertitude de mesure de la température électronique déduite de la caractéristique $I_s = F(V_s)$ lorsque celle-ci est corrigée pour tenir compte du courant ionique :

$$\frac{dT_e}{T_e} = 5\%$$

Lorsque nous comparons des mesures effectuées dans les mêmes conditions de fonctionnement de la décharge, une autre cause d'erreur liée aux paramètres caractérisant celle-ci intervient :

Le courant de décharge (I) est ajusté à 100 mA à 1% près

La pression (p) est réglée à 0,1 torr à 2,5% près

Nous avons vérifié ces ordres de grandeur pour les conditions de fonctionnement de la décharge, en mesurant le courant de sonde pour cinq réglages successifs du courant et de la pression de la décharge. En tenant compte de cette erreur statistique, les mesures de température ainsi effectuées sont comparables à 10% près.

3-8-2-2. Erreurs de mesure sur la température (déduite de l'étude de la dérivée première $\frac{dI_s}{dV_s}$)

Si nous convenons de remplacer I_s par $\frac{dI_s}{dV_s}$ dans la relation 3-26, nous obtenons l'erreur due au calcul pour la dérivée première :

$$\frac{dT_e}{T_e} = 2 \frac{d\left(\frac{dI_s}{dV_s}\right)}{dI_s / dV_s} + 2 \frac{dV_s}{V_s} \quad 3-27$$

La valeur absolue de la dérivée première du courant de sonde est entachée de trois causes d'erreurs, que nous allons analyser successivement.

- Erreur due aux éléments du montage de mesure.

L'équation 3-14 donne :

$$\frac{d\left(\frac{dI_s}{dV_s}\right)}{\frac{dI_s}{dV_s}} = \frac{dG}{G} + \frac{dR}{R} + \frac{d(\delta V)}{V} \quad 3-28$$

Nous avons estimé $\frac{dG}{G}$ et $\frac{dR}{R}$ dans la mesure précédente et $\frac{d(\delta V)}{\delta V} = 2\%$

- Erreur introduite par le tracé graphique

Nous l'avons estimée, dans la mesure précédente à 2%

- Erreur résultant du calage du zéro des sondes

Pour estimer la contribution de cette erreur à la définition de la température électronique, nous avons interprété l'enregistrement (figure 3-23) et nous avons représenté sur les figures 3-24 (1) et (2) la température avec la correction due au zéro (4, 4 eV) et la même mesure sans la correction du zéro (4, 6 eV). La borne supérieure de l'erreur étant toujours mesurée dans le même sens, cette cause d'erreur se traduit par une erreur relative de 5%. Nous ne tiendrons pas compte de cette erreur dans les mesures, car la température électronique déduite d'une mesure de la dérivée est toujours corrigée en fonction du zéro de calage des sondes.

- Erreur introduite par le courant ionique

Il est particulièrement difficile de mettre en évidence l'action du courant ionique sur la mesure de la température déduite de l'enregistrement de la dérivée première du courant de sonde. Nous avons comparé cette mesure à celle déduite de la dérivée seconde ou cette action est négligeable. L'appréciation de cette cause d'erreur n'a pu être dégagée de l'erreur due au tracé graphique.

- Erreur statistique

Cette erreur, liée aux fluctuations de fonctionnement de la décharge est inchangé par rapport à la mesure précédente.

Nous pouvons donc d'après cette analyse, estimer l'erreur de mesure de la température électronique, déduite de la caractéristique

$$\frac{dI_s}{dV_s} = f(V_s) \text{ à } -\frac{dT_e}{T_e} \simeq 2\% + 2,5\% + 2,0,5\% = 5,5\%$$

En tenant compte de l'erreur statistique lorsque nous comparons entre elles les mesures, l'erreur relative $\frac{dT_e}{T_e}$ est donc voisine de 10%

3-8-2-3. Erreur déduite de la caractéristique $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f''(V_s)$

Les causes d'erreur de mesure de la température électronique quand celle-ci est effectuée à partir de l'enregistrement de la dérivée seconde du courant de sonde sont semblables à celles qui ont été analysées dans le cas précédent.

Le seul type d'erreur qui se trouve modifié est celui qui concerne les paramètres du montage de mesure utilisé, suivant la formule d'étalonnage 3-13.

En remplaçant dans l'erreur due au calcul en (3-26)

I_s par $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2}$ l'imprécision sur la mesure du courant de sonde peut alors être calculée :

$$\frac{d(d^2 I_s / d V_s^2)}{d^2 I_s / d V_s^2} = \frac{d(R_1 C_1)}{R_1 C_1} + \frac{dG}{G} + \frac{dR}{R} + \frac{d(\delta V)}{\delta V} + \frac{dV_s}{V_s} + \frac{\Delta T}{T} \quad 3-29$$

$$\frac{d(R_1 C_1)}{R_1 C_1} \approx 0,5 \% ; \quad \frac{dV_s}{V_s} \approx 0,5 \% ; \quad \frac{\Delta T}{T} \approx 2\%$$

Les erreurs relatives sur les autres paramètres de l'étalonnage restent inchangées :

$$\frac{d(d^2 I_s / d V_s^2)}{d^2 I_s / d V_s^2} \approx 5,5 \%$$

Nous pouvons maintenant estimer l'incertitude sur la mesure de la température déduite de l'enregistrement de la dérivée seconde en additionnant les erreurs relatives ; nous obtenons :

$$\frac{dT_e}{T_e} \approx 10\%$$

En tenant compte de l'erreur statistique ; $\frac{dT_e}{T_e} \approx 15 \%$.

Nous avons représenté (figure 3-25) un enregistrement de la dérivée seconde du courant de sonde et de la partie appelée "queue" de la fonction au delà de 20 eV, notée $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \times 5$.

Nous avons déduit de cet enregistrement la température électronique dans le corps de fonction : $T_e = 5$ eV (figure 3-26). Nous avons mis en évidence l'erreur introduite par le calage du zéro des

sondes, qui reste inchangée par rapport à la mesure effectuée pour obtenir $\frac{d I_s}{d V_s} = f'(V_s)$.

La température notée 3, 2 eV représente la température pour la "queue" de la fonction, corrigée en tenant compte du zéro. L'erreur introduite par le calage mécanique des sondes sur la "queue" de la fonction est évalué à 5%.

L'erreur due au tracé dans cette partie représentant la dérivée seconde du courant de sonde est plus importante (10%). Cette erreur est déterminante pour les mesures dans la "queue" de la fonction.

3-3-3. Erreur de mesure sur la densité électronique

La densité électronique a été mesurée à partir de la caractéristique de sonde et aussi par l'intégration de la surface de la FDE. Nous allons donc estimer l'incertitude de la mesure résultant de l'emploi de ces deux méthodes.

3-3-4-1. Erreur sur la densité déduite de la courbe de sonde

$$n = \frac{0,37 \cdot 10^8 I_s (V_s = V_p)}{S \sqrt{\frac{k T_e}{e}}} \quad 3-30$$

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta I_s}{I_s} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{1}{2} \frac{\Delta T_e}{T_e} \quad 3-31$$

Nous avons estimé $\frac{\Delta I_s}{I_s}$, déduit de la courbe de sonde

3-3-2-1) en tenant compte de l'erreur statistique à 5, 5 %.

Les températures, déduites de la caractéristique de sonde sont obtenues à 5% près.

L'erreur relative sur la surface des sondes est de l'ordre de 5%. Nous pouvons donc estimer l'erreur relative sur la densité à environ 15%.

3-3-4-2. Erreur sur la densité déduite de l'intégration de la FDE

$$n = \frac{0,417 \cdot 10^8}{S_{(mm^2)}} \int_0^\infty U^{1/2} \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} dU \quad 3-23$$

L'erreur relative sur la densité électronique calculée à l'aide de cette formule résulte essentiellement de l'intégration de la surface de FDE. Or cette erreur d'intégration est fonction des termes d'étalonnage des deux axes (tensions de sonde V_s , amplitude de $\frac{d^2 I_s}{dV_s}$)

Nous négligerons l'erreur due au zéro du calage des sondes car la surface qui lui correspond est déduite de la surface utile à chaque mesure.

A l'erreur d'étalonnage des deux axes définissant la mesure de la surface de la FDE, nous devons ajouter trois termes d'erreur :

- La localisation du zéro d'énergie est déterminée par l'extrémum de la dérivée première, ce qui introduit une erreur due à l'incertitude sur la mesure de V_p déduite de cette méthode.
- Un terme d'erreur (ϵ_{graph}) correspondant à l'imprécision de l'intégration graphique.
- Enfin l'erreur de mesure doit être majorée par un terme (ϵ_{stat}) résultant de l'incertitude statistique liée au fonctionnement de la décharge.

L'incertitude relative sur la mesure de la densité peut donc s'écrire :

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta S}{S} + \frac{3}{2} \frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta (d^2 I_s / dV_s^2)}{d^2 I_s / dV_s^2} + \frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \epsilon_{\text{graph}}}{\epsilon_{\text{graph}}} + \frac{\Delta \epsilon_{\text{stat}}}{\epsilon_{\text{stat}}} \quad 3-33$$

Ces termes d'erreur sont tous connus ; l'intégration graphique montre

que $\frac{\Delta \epsilon_{\text{graph}}}{\epsilon_{\text{graph}}} \approx 0,5 \%$

D'où $\frac{\Delta n}{n} \approx 17\%$

3-3-4 Conclusion

Les mesures préliminaires des paramètres fondamentaux de la colonne positive d'hélium que nous étudions, nous ont permis de vérifier le principe de la mesure proposé pour enregistrer la FDE dans un plasma calme et stationnaire.

Pendant le développement de ce travail nous avons modifié le montage initial (mise en oeuvre du circuit adaptateur), afin d'améliorer

la précision de la mesure de V_p , T_e et n_e .

Mesure de V_p

La localisation sur l'axe des tensions de l'extrémum de la dérivée première est la mesure qui permet de déterminer V_p avec le plus de précision (de l'ordre de 1%).

Nous avons vérifié ce résultat en comparant V_p , déduit de l'enregistrement de la caractéristique de sonde dérivée une fois par le circuit dérivateur analogique, à la même mesure effectuée à l'aide du montage à pont à résistances. L'accord observé est de l'ordre de 1%.

Mesure de T_e

Afin de comparer les résultats obtenus par les trois méthodes possibles de mesure de la température, nous avons négligé l'erreur statistique commune à ces mesures (erreur qui majore les résultats de 3,5%, comme nous l'avons vu au paragraphe 3-8-2).

Nous avons trouvé respectivement 5%, 5,5% et 10% pour les caractéristiques de sonde, de dérivée première et de dérivée seconde.

Nous constatons que la mesure absolue de la température électronique est plus précise lorsque celle-ci est déduite de la caractéristique de sonde. En effet, les caractéristiques sont obtenues à partir de l'enregistrement $I_s = f(V_s)$ et les erreurs supplémentaires que l'on observe dans les deux derniers cas sont dues aux paramètres d'étalonnage des circuits dérivateurs électroniques.

Enfin, nous avons comparé les températures électroniques déduites :

- a) de la courbe de sonde
- b) de la dérivée obtenue à l'aide de système dérivateur analogique
- c) de la dérivée obtenue à l'aide du pont de mesure
- d) de la dérivée seconde.

Le désaccord observé entre ces divers résultats est inférieur à 4%.

Notons que l'étude semblable effectuée lors des mesures préliminaires présentait un désaccord de l'ordre de 8%.

Mesure de la densité électronique

Les mesures préliminaires avaient montré que la précision expérimentale obtenue pour la mesure de la densité était :

- pour la méthode de la caractéristique de sonde :

$$\frac{\Delta n}{n} = 7\% \rightarrow 2,8 \cdot 10^{+9} \text{ e/cm}^3 < n < 3,2 \cdot 10^{+9} \text{ e/cm}^3$$

- pour la méthode d'intégration de la surface :

$$\frac{\Delta n}{n} \approx 10\% \rightarrow 2,65 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3 < n < 3,18 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

Le calcul d'erreur justifie cette imprécision expérimentale puisque nous trouvons $\frac{\Delta n}{n} \approx 10\%$ pour la caractéristique de sonde et $\frac{\Delta n}{n} \approx 20\%$ pour la méthode d'intégration de la surface. Pour terminer ces mesures préliminaires, nous avons entrepris d'évaluer la densité électronique par ces deux méthodes lorsque la mesure de la tension de sonde (V_s) est effectuée directement sur l'une des sondes, à l'aide du circuit décrit au paragraphe 3-5.

Cette modification du dispositif de mesure (mise en oeuvre du circuit adaptateur) permet d'étalonner l'axe des énergies avec une précision de 1%.

Le dispositif expérimental est, dans ce cas, constitué d'un tube de 65 mm de diamètre, la surface de sonde est de 6,6 mm² et la température électronique du plasma de 5,5 eV ;

Mesure de la densité déduite de la courbe de sonde :
 $1,94 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3 < n < 2,12 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$

Mesure de la densité déduite de l'intégration de la surface :

$$n = \frac{0,417 \cdot 10^8}{6,6} \cdot 2 \cdot 10^2 \int_0^\infty U^{1/2} \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} dU \quad 3-34$$

L'intégration numérique est représentée sur la figure 3-28 elle conduit à :

$$n = 2,04 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

L'accord entre ces différentes mesures est donc obtenu avec une précision supérieure à 10%

CHAPITRE 4

MONTAGE DERIVATEUR DIGITAL ; ETUDE ET MISE AU POINT

Dans le chapitre 3, nous avons étudié une technique d'enregistrement de la FDE dans un plasma calme et décrit la mise au point de l'appareillage correspondant. L'objet de ce chapitre est d'étendre le champ d'application de ces mesures au cas d'une décharge présentant des stries ou soumises à une modulation du courant.

Les phénomènes périodiques et stationnaires tels que les stries apparaissent spontanément dans la colonne positive lorsque certaines conditions concernant le courant de décharge et de pression sont réunies. De nombreux auteurs ont créé artificiellement de telles instabilités afin de pouvoir les étudier. A la suite des travaux entrepris par DAVY (1970), nous nous sommes intéressés particulièrement à l'étude des instabilités résultant d'une modulation du courant de la décharge.

Le phénomène à étudier étant périodique (la durée de la période est de l'ordre de la milliseconde), nous pouvons proposer une méthode d'analyse séquentielle. Nous pourrions visualiser sur un oscilloscope la forme d'onde de la modulation soit à partir du courant de décharge, soit encore à partir de la lumière (créée par cette modulation) observée à l'aide d'un photomultiplicateur. Ceci permettra de disposer d'une référence temporelle indispensable pour mettre en oeuvre la méthode d'analyse proposée. Le caractère stationnaire de la modulation offre en outre la possibilité de déplacer la référence temporelle tout le long de la période du phénomène à étudier. Nous pourrions donc enregistrer la FDE "instantanée" tout au long de la période de la modulation de courant.

Nous exposerons, dans une première partie, le principe de mesure retenu, qui résulte naturellement des solutions proposées pour résoudre les problèmes posés par une analyse séquentielle. Dans une deuxième partie, nous décrirons les réalisations techniques conduisant

à l'enregistrement de la FDE.

Enfin nous comparerons les résultats obtenus par ce type d'analyse aux résultats que nous avons obtenus avec le système analogique pour un plasma calme et stationnaire.

4-1. Principe de la mesure

Trois fonctions principales interviennent dans le traitement séquentiel d'une information :

- 1 - La référence temporelle synchrone du signal à traiter déclenche l'analyse
- 2 - Une horloge (ou logique d'échantillonnage) distribue les ordres de traitement de l'information ; ce circuit est piloté par la référence temporelle (1)
- 3 - Un circuit d'analyse (dérivateur) reçoit le signal à traiter et les échantillons de temps. Il délivre à sa sortie le signal traité, par échantillonnage suivant la fonction envisagée.

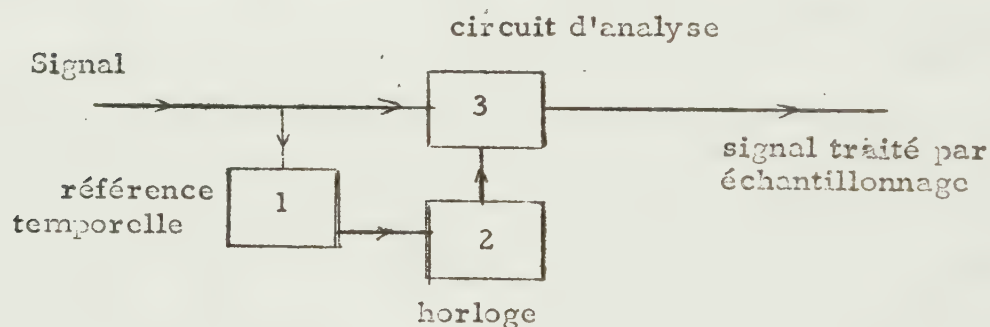


Figure 4-1

Dans l'exposé du principe nous inverserons l'ordre de présentation ainsi défini, car il est plus aisé de déduire du système de traitement des informations (3), la logique indispensable à son fonctionnement (2)

4-1-1. Référence temporelle

Pour localiser la mesure (enregistrement de la FDE) dans une période de la modulation du courant de décharge, nous avons employé une méthode, mise en oeuvre par GARSCADDEN et BLETZINGER (1963), pour localiser une mesure (caractéristique de sonde) dans une strie.

4-1-1-1. Localisation de la mesure dans la perturbation

Le signal lumineux émis par le plasma (résultant de la modulation du courant de décharge) est transformé en signal électrique (tension) par un photomultiplicateur (type 150 AVP). Ce signal est envoyé sur un oscilloscope (1).

La base de temps principale de cet oscilloscope B_1 est déclenchée par ce signal, de durée 1 ms environ.

Cette base de temps est commutée à la seconde base de temps de l'oscilloscope B_2 , dans la position $B_1 + B_2$.

Ce type de commutation fait apparaître sur la perturbation une surluminescence dont la largeur est ajustée par B_2 (1 μ s). A cette luminescence correspond sur la porte A une impulsion de 1 μ s. En jouant sur le retard de la voie B_1 par rapport à la voie B_2 servant de référence, on déplace la surluminescence sur une ou plusieurs périodes de la perturbation à étudier.

L'impulsion correspondant à la surluminescence indique que la mesure est effectuée localement au point affiché sur la perturbation visible sur le cadran de l'oscilloscope.

Nous disposons ainsi d'une référence temporelle.

Si nous déclenchons le système logique d'échantillonnage (2) de la figure 4-1 par cette impulsion de référence et si la mesure est instantanée nous aurons un point de mesure localisé dans le corps de la perturbation.

Il est possible de généraliser ce résultat à un ensemble de n points correspondant à différentes valeurs de la tension de balayage appliquée sur les sondes.

Choix du nombre de points d'analyse

Ce choix résulte de la sensibilité et de la définition, que l'on souhaite obtenir dans la mesure, représentée par un ensemble de points projetés sur le cadran de l'oscilloscope (II) (figure 4-2).

Un nombre de points supérieur à 200 restitue sur l'oscilloscope une image continue.

Comme nous venons de le voir, trois paramètres déterminent le nombre de points (N_0) d'échantillonnage

- la durée (T) du balayage de la tension de sonde
- la période T_p de la perturbation
- le nombre N_1 de périodes de la perturbation, visualisées sur le cadran de l'oscilloscope (I) (figure 4-2), qui est la référence temporelle :

$$N_o = \frac{T}{T_p N_1} \quad 4-1$$

Pour $T = 1 \text{ s}$, $T_p = 1 \text{ ms}$, $N_o = 200$. Il faut visualiser $N_1 = 5$ périodes de la perturbation.

Pratiquement, la période de la tension de balayage T est fixée pour un cycle de mesures. Lorsqu'au cours de ce cycle nous faisons croître la fréquence de la perturbation, il suffit d'augmenter le nombre de périodes visualisées sur I (réglage de la base de temps B_1) pour maintenir constant le nombre (N_o) de points d'échantillonnage.

Notons que la division de fréquence n'est possible que grâce au caractère stationnaire de la perturbation (elle n'évolue pas au cours du temps).

L'étude de la FDE d'un plasma soumis à un régime de perturbations non-stationnaires se rapporterait aux lois statistiques et la mise en oeuvre d'une méthode d'analyse de la FDE adaptée au problème serait totalement différente.

4 - 1-2. Circuit d'analyse (dérivateur digital)

Avant d'exposer le principe de ce circuit dérivateur, il nous paraît indispensable de dégager de l'exposé théorique du fonctionnement présenté (chapitre 1-5) les idées essentielles pouvant conduire à une réalisation.

Nous avons représenté (figure 4-3) la dérivée première du courant de sonde par rapport au temps. C'est aussi la dérivée en fonction de la tension puisque nous utilisons un signal de balayage triangulaire. Pour prendre la dérivée de ce signal, il faut comparer la variation d'amplitude $\Delta \left(\frac{dI_s}{dV_s} \right)$ à une variation relative du temps $(\Delta T)_n$ à l'instant T_n , la durée de cette comparaison devant être très brève.

Pour effectuer cette comparaison, nous effectuons des prises d'échantillons sur le signal aux instants $T_n, T_{n+1}, T_{n+2}; \dots$ auxquels correspondent les valeurs absolues du signal :

$$\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_n, \left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{n+1}, \left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{n+2}, \dots$$

On effectue la différence entre deux mesures successives ; le passage à la limite $n \rightarrow \infty$ donne la dérivée du signal.

Cette illustration simple nécessite quelques remarques :

- On ne peut effectuer la différence $\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_{n+1} - \left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_n$ que si la première prise d'échantillon $\left(\frac{d I_s}{d V_s} \right)_n$ est gardée en mémoire pendant un temps $\Delta T = T_{n+1} - T_n$.
- La durée d'une prise d'échantillon (ou le temps de mise en mémoire) d'une valeur absolue du signal doit être très brève, par rapport au temps qui s'écoule entre deux points de mesure.
- La récurrence d'échantillonnage doit être suffisamment courte par rapport à la durée du signal à analyser pour pouvoir disposer d'un nombre de points d'échantillonnage suffisant.

Dérivateur digital (figure 4-4)

A partir des considérations précédentes, nous pouvons dégager un principe de mesure et analyser le fonctionnement du dispositif. Nous avons décrit (chapitre 2 et 3) la cellule de mesure, l'amplificateur de balayage de la tension de sonde et l'amplificateur (A_1), à haute impédance d'entrée. Nous conservons ici ces éléments du montage en modifiant quelque peu A_1 (bande passante et gain). Nous allons étudier les deux voies d'analyse fonctionnant alternativement aux instants T_n et T_{n+1} ; chacune de ces voies ^{est} constituée d'une mémoire capacitive C , de portes P_1, P_2 et d'un amplificateur A_2 ou A'_2 . La différence entre deux mesures consécutives est effectuée par le circuit A_3 .

Fonctionnement du dérivateur digital

Afin de simplifier l'explication du fonctionnement du circuit dérivateur digital nous supposons que toutes les impulsions en prove-

nance du bloc logique existent.

Nous décomposerons l'analyse séquentielle en deux phases : l'une s'applique à l'établissement du régime de fonctionnement (état transitoire), l'autre (régime établi) décrit les opérations cycliques. L'incrémentation s'effectue sur le temps, à partir des impulsions d'échantillonnage venant de la référence temporelle.

Nous avons représenté (figure 4-5) la distribution des impulsions aux différents points de tests correspondant au circuit schématisé figure 4-4.

Régime transitoire

T_0 : état initial : P_1, P_2, P_3, P_4 ouverts

T_n : P_1 fermé durant $10 \mu s$ charge de $C(T_n)$: mise en mémoire

T_{n+1} : P_2 fermé " " $C(T_{n+1})$ "

$T_{n+1} + \theta_1$: comparaison des informations (θ_1 désigne un retard $> 10 \mu s$)

$T_{n+1} + \theta_2$: P_3 fermé (durant $1 \mu s$), remise à zéro de la mémoire

$C(T_n)$ (θ_2 désigne un retard $> 10 \mu s + \theta_1$)

Régime établi

$T_{(n+2)}$: P_1 fermé ; charge de $C(T_n)$ mise en mémoire

$T_{(n+2)} + \theta_1$: comparaison entre les informations mémorisées aux instants T_{n+1} et T_{n+2} ; à cet instant la comparaison des échantillons est visualisée sur l'oscilloscope II (figure 4-2).

$T_{(n+2)} + \theta_2$: remise à zéro de $C(T_{n+1})$

Sensibilité de l'analyse

Le pouvoir d'analyse du circuit correspond à la sensibilité de mesure observée à la sortie de l'étage comparateur A_3 (figure 4-4) Mesurer cette sensibilité revient à répondre à la question :

- Quelle est la différence minimale mesurable entre deux échantillons après leur mise en mémoire aux instants T_n et T_{n+1} ?

La sensibilité du circuit amplificateur A_3 est déterminée par son taux de réjection en mode commun : 80 db ; cela veut dire que si deux signaux valant plus ou moins cinq volts sont appliqués respectivement sur les deux entrées du circuit, l'écart minimal que l'on peut

apprécier entre ces deux signaux est de un millivolt.

Pour que cette limite de sensibilité n'affecte la mesure que dans un rapport de 5%. Il faut donc que les signaux appliqués sur les deux entrées de A_3 diffèrent de 20 mV.

La conversion amplitude-temps d'échantillonnage peut-être déduite de l'étude des enregistrements de $\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$, en tenant compte des gains des amplificateurs A_1 , A_2 et A_3 et d'une durée de balayage $T = 1$ s. Une telle étude montre qu'un accroissement d'au moins 20 mV entre deux échantillons successifs correspond à une incrémentation en temps de $\Delta T \approx 10$ ms.

Cette interprétation graphique n'a rien d'absolue, mais nous retiendrons que la récurrence d'échantillonnage, déterminée par la sensibilité du circuit doit être supérieure à 5 ms.

Durée de la période d'échantillonnage

Nous avons abordé ce problème dans le paragraphe 4-1-1-1, en nous basant sur la visualisation d'une image continue. Dans la pratique cela ne s'impose pas nécessairement, mais un minimum de points est cependant indispensable pour reproduire un signal.

La récurrence la plus élevée des prises d'échantillon (ζ) est déterminée en fonction de la fréquence supérieure du signal à traiter ($F_0 = 10$ Hz)

$$\zeta < \frac{1}{5 F_0} \quad \text{soit} \quad \zeta < 20 \text{ ms}$$

Avec la limite inférieure de ζ déduite de la sensibilité de la mesure, nous prendrons $5 \text{ ms} < \zeta < 20 \text{ ms}$, soit encore $20 > N_0 > 50$

Limitation en fréquence du principe d'analyse

Il est indispensable pour le fonctionnement du circuit de ne pas cumuler dans les mémoires deux informations consécutives. Or, le temps d'accès aux mémoires capacitatives est de 10 μ s. En tenant compte du temps nécessaire à la comparaison des prises d'échantillon et à l'effacement de la mesure, nous obtenons une période d'analyse de 20 μ s.

La fréquence maximale théorique de la modulation du courant de décharge que nous pourrions analyser est donc de 50 KHz.

4-1-3. Circuits logiques d'échantillonnage

Dans l'explication du principe de fonctionnement du dérivateur digital 4-2, nous avons représenté (figure 4-5) la distribution des impulsions dans le temps.

Il est maintenant aisé de déduire de cette représentation les trois classes d'impulsions indispensables au fonctionnement du circuit d'analyse.

4-1-3-1. Impulsions de mise en mémoire

La mise en mémoire de l'information est effectuée alternativement sur une voie, puis sur l'autre. Pour diriger les impulsions, nous utilisons un système aiguilleur (bistable). La largeur des impulsions est déterminée par des monostabiles formeurs.

4-1-3-2. Impulsions de mise à zéro des mémoires

L'effacement d'une mesure doit être effectué sur la voie pour laquelle l'information gardée en mémoire vient d'être utilisée. Il est donc utile de prendre le signal de commande des circuits de mise à zéro des mémoires à partir des impulsions aiguillées.

Un retard θ_2 est indispensable entre l'instant de la commande et l'instant d'effacement de la mesure, afin de permettre la lecture (ceci est réalisé par un monostable).

4-1-3-3. Impulsions de lecture ou visualisation

La visualisation d'un point de mesure a lieu lorsque deux valeurs échantillonnées du signal sont présentes à l'entrée du circuit comparateur (A_3).

Les impulsions qui déclenchent cette opération sont donc pilotées par les impulsions aiguillées, mais avec un retard θ_1 (par rapport aux impulsions de référence) inférieur au retard θ_2 , afin que la mesure soit visualisée avant d'être effacée.

Ces impulsions sont appliquées sur la modulation du wehnelt de l'oscilloscope II de la figure 4-2.

Notons que les retards θ_1 et θ_2 sont calculés en tenant compte des vitesses de balayage des amplificateurs opérationnels.

Nous avons résumé ces différentes fonctions logiques dans l'organigramme de la figure 4-6.

4-2. Réalisation des circuits

Nous étudierons, dans une première partie, la réalisation du bloc logique, constitué de circuits intégrés fonctionnant par impulsions. Dans un deuxième paragraphe, nous décrirons la réalisation du dérivateur digital et de ses circuits associés (mémoires, etc.). Cet ensemble est constitué par des circuits amplificateurs opérationnels à liaisons continues.

Pour réaliser les diverses fonctions exposées dans le paragraphe 4-1-3, nous avons utilisé des circuits intégrés du type (CJ Amelco). Ces circuits doivent commander les portes des mémoires; la polarité positive de la logique a été choisie à cet effet.

4-2-1. Circuit d'impulsions de mise en mémoire

Ces circuits sont représentés sur la figure 4-7.

L'impulsion I_a venant de la référence temporelle (porte A de l'oscilloscope I, figure 4-2); déclenche le circuit.

Cette impulsion est positive; un inverseur (321 CJ) restitue une impulsion négative.

La sortie du circuit inverseur est connectée à l'entrée d'un bistable (312 CJ) qui fournit alternativement, sur ses sorties notées Q et $\bar{Q}$ une transition négative à chaque impulsion appliquée à l'entrée. Ce circuit est l'aiguilleur de l'organigramme (figure 4-6). Chacune des transitions est transformée en signal impulsionnel (durée 10 μ s) par un monostable (342 CJ).

Nous pourrions utiliser directement les impulsions en sortie des monostables pour déclencher les portes de mise en mémoire, mais les circuits monostables sont extrêmement sensibles aux variations de l'impédance de sortie. Nous avons préféré passer par un circuit inverseur considéré comme un étage séparateur.

En sortie des étages séparateurs (circuit 312 CJ), les

impulsions sont de polarité positive ; elles déclenchent les circuits-portes qui autorisent la mise en mémoire de l'échantillon (instants T_{n+1} , T_{n+2} , portes P_1 , P_2 (figures 4-4).

4-2-2. Circuits de remise à zéro des mémoires

Nous utilisons (figure 4-3) les sorties Q et $\bar{Q}$ du bistable JK (figure 4-7), car comme nous l'avons vu, les impulsions d'effacement de l'information utilisée après sa mise en mémoire, opèrent après deux monostables.

La transition négative correspondant au retard apporté à ce circuit est utilisée sur chacune des voies pour commander un second monostable formeur d'impulsions (durée $\tau_2 = 1 \mu s$).

Nous aurions pu utiliser directement les sorties des monostables formeurs d'impulsions, mais le flanc arrière de celles-ci, représenté sur la figure, montre une intégration due à la capacité mémoire du monostable. Nous avons donc utilisé des circuits inverseurs à faible impédance de sortie tout en respectant la polarité utile de l'impulsion (+12 -0). Les sorties des étages inverseurs sont connectées aux portes P_2 , P_3 (figure 4-4).

4-2-3. Circuits d'impulsions de lecture

L'organigramme de la figure 4-6 montre que les impulsions de lecture doivent être appliquées à la modulation du wehnelt de l'oscilloscope visualisant la mesure chaque fois qu'il y a comparaison entre les voies, c'est-à-dire aux instants $T_{n+1} + \theta_1$, $T_{n+2} + \theta_1$, etc...

Nous avons modifié ce principe en visualisant non pas les différences des échantillons aux instants $T_{n+1} + \theta_1$, $T_{n+2} + \theta_1$ etc.... mais une impulsion sur deux soit $T_{n+1} + \theta_1$, $T_{n+3} + \theta_1$ + $T_{n+5} + \theta_1$ Ceci pour des raisons liées à la valeur des tensions de seuil des portes P_1 , P_2 , P_3 , P_4 qui seront discutées dans le paragraphe 4-3-2.

Une seule voie est donc utilisée pour piloter la visualisation à partir des sorties Q ou $\bar{Q}$ de l'aiguilleur.

Soit $\bar{Q}$ la sortie de l'aiguilleur utilisée (figure 4-9); la transition est retardée par un monostable dont la durée est réglée à θ_1 , tel que $10 \mu s < \theta_1 < \theta_2$.

La transition arrière réglant le retard est utilisée pour déclencher le second monostable du circuit 342 CJ qui détermine la durée de l'impulsion de lecture τ_1 . Cette impulsion est ensuite inversée.

Nous avons représenté, sur la figure 4-10, l'ensemble des impulsions correspondant aux différents points de test des circuits logiques.

3. Etude et réalisation du dérivateur digital

L'ensemble dérivateur est tout d'abord constitué d'un amplificateur à haute impédance d'entrée. Cet amplificateur étant semblable à celui décrit dans le paragraphe 3-3, nous ne décrivons dans ce paragraphe que les modifications apportées à ce circuit pour l'adapter au nouveau montage.

Nous commenterons ensuite la réalisation des mémoires capacitives qui ne peuvent être dissociées des portes à commande électronique. Ces portes sont réalisées avec des T.E.C. (transistors à effet de champ); nous examinerons en détail les inconvénients résultant de leur emploi.

Dans un troisième paragraphe, nous discuterons les performances du circuit comparateur. Enfin, nous montrerons qu'un étage amplificateur précédé d'un écrêteur était indispensable pour augmenter le niveau du signal détecté.

4-3-1. Modifications apportées à l'amplificateur d'entrée

4-3-1-1. Bande passante. Dans le paragraphe 4-1-2 (limite en fréquence du système d'analyse), nous avons vu que la fréquence d'analyse la plus élevée était de 50 KHz. Nous avons donc cherché à adapter la bande passante de l'amplificateur, afin de ne pas atténuer le signal à cette fréquence. Pour cela, nous n'avons introduit aucune capacité limitant la bande passante de chacun des amplificateurs opérationnels qui, comme nous l'avons dit, est de 100 KHz. Dans les conditions de gain fixées par l'amplification, nous avons relevé une bande passante allant du continu à 80 KHz.

4-3-1-2. Gain de l'amplificateur. L'amplitude du signal sur les deux entrées du système comparateur doit être la plus élevée. Une limitation dans ce sens est apportée par la tension dynamique d'entrée des amplificateurs opérationnels : 7 V (si l'on exige que la réponse entrée-sortie du circuit soit parfaitement linéaire).

Le niveau d'entrée (lecture aux bornes de ρI_3) étant connu pour un groupe de sondes, nous pouvons déterminer le gain de la chaîne qui peut être ajusté en fonction de la surface collectrice des sondes utilisées.

4-3-1-3. Utilisation d'un filtre à 50 Hz. Le gain et la bande du circuit favorisent le niveau de bruit synchrone du secteur à 50 Hz. un filtre double T ajusté à cette fréquence a permis d'atténuer cet effet de 40 dB.

4-3-1-4. Contre-tension. Afin d'obtenir à la sortie de l'amplificateur une tension nulle à l'état initial (les liaisons dans l'amplificateur sont continues), nous avons introduit un circuit permettant d'annuler ρI_{30} due à δV en l'absence de plasma dans le tube à décharge.

Le détail des différents circuits est représenté sur la figure 4-21).

4-3-2. Réalisation des mémoires

Ces circuits sont constitués par les deux portes F_1 , P_3 et par une capacité que l'on charge à la valeur crête (figure 4-4).

La charge de la capacité C est maintenue constante pendant le temps de mise en mémoire ($T_{n+1} - T_n$) peu différent de 1 ms.

Pour que cette condition de mise en mémoire de l'information puisse être réalisée, il faut que les portes électroniques présentent une faible impédance lorsqu'elles sont conductrices ($\rho < 100 \Omega$) et une impédance élevée ($\rho \geq 10 M\Omega$) lorsqu'elles sont ouvertes. Le transistor à effet de champ se prête bien à une telle réalisation. Nous avons donc utilisé des portes "TEC" du type (2110 BE Amelco) dont un élément est représenté sur la figure 4-11.

4-3-2-1. Fonctionnement

a) Lorsque $V_G = 0$, alors $V_s = V_c$, $I_D = 1 \text{ mA}$, $\rho_d = 50 \Omega$

b) Quand $V_G = +12$, alors $V_S = 0$, $I_D \approx 0$, $\rho_i \approx 1000 \text{ M}\Omega$

La commande V_G est impulsionnelle ; la durée de l'impulsion est de $10 \mu\text{s}$

4-3-2-2. Choix de la capacité C

Nous avons représenté sur la figure 4-12 le circuit de mémoire complet. La résistance équivalente aux divers circuits placés en parallèle sur C pendant le temps de mémoire est constitué par :

- deux transistors à effet de champ ($\rho_{eq} = 500 \text{ M}\Omega$)
- un amplificateur opérationnel à entrée positive ($\rho_{eq} = 500 \text{ M}\Omega$)

L'impédance équivalente de ces trois circuits est donc :

$$\rho_m > 100 \text{ M}\Omega$$

La loi de décroissance en fonction du temps de la tension aux bornes de C s'écrit :

$$t = t_0 \quad V_c = V_0 \quad 4-2$$

$$t = t_1 \quad V_1 = V_0 e^{-t_1/\theta} \quad 4-3$$

$$\theta = \rho_m \cdot C$$

Nous souhaitons obtenir une chute de V_c inférieure à 1% lorsque t évolue de t_0 à t_1

$$\frac{V_0 - V_1}{V_0} = 10^{-2} \quad \text{et } t_1 - t_0 = 10^{-3} \text{ s} \quad 4-4$$

$t_1 \ll 0$; l'approximation linéaire permet d'écrire :

$$V_1 \approx V_0 \left(1 - \frac{t}{\theta}\right) \quad 4-5$$

$$\frac{t}{\theta} = 10^{-2}, \quad \text{soit } \rho_m C = 1 ; \quad \text{donc } C = 10^{-3} \text{ F} = 0,01 \mu\text{F}$$

Le temps d'accès à la mémoire peut être calculé comme suit :

$$C \text{ est chargé à sa valeur maximale pour } t = 5 \theta_c \text{ où } \theta_c = \rho_d \cdot C \quad 4-6$$

soit $t = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$

Nous avons choisi une durée de charge de C égale à $10 \mu\text{s}$.

4-3-2-3. Mesure

La mesure de la décroissance de la tension V_c est faite à l'oscilloscope. Il est bien évident que la sonde de l'oscilloscope ne peut être placée aux bornes de C ($\rho_{(sonde)} = 1 \text{ M}\Omega$) ; aussi avons nous effectué cette mesure à la sortie de l'amplificateur opérationnel :

Pour $V_c = 10 \text{ V}$, t (temps de mise en mémoire) = 1 ms

La chute du plateau est comprise entre 0 et 5 mV, soit :

$$\frac{V_0 - V_1}{V_0} = 0,5 \text{ ‰}$$

4-3-2-4. Action des seuils des portes à T E C

Nous avons noté sur la figure 4-12 l'action des seuils des T E C qui interviennent directement sur la tension à laquelle se charge la capacité mémoire, donc sur le signal d'amplitude V_0

$$V_c = V_0 - (V_{11} + V_{12}) \quad 4-7$$

Nous avons étudié expérimentalement les variations de ces tensions de seuil V_{11} et V_{12} lorsque V_0 varie de 0 à 2 volts, ceci pour 8 circuits portes différents (figure 4-13).

Nous déduisons de l'examen de cette figure :

- que la variation des seuils est non-linéaire
- que cette variation modifie l'amplitude du signal mis en mémoire de 1%
- qu'il est possible d'apparier les T E C entre eux afin de minimiser cette erreur.

Nous avons retenu par exemple :

Porte autorisant la charge $P_1 = N^{\circ}2$

Porte de mise à zéro de la mémoire $P_3 = N^{\circ}4$

4-3-3. Circuits amplificateurs de différences

En ce point de l'étude nous disposons de deux niveaux (prises d'échantillons aux instants T_n , T_{n+1} , etc...) mis en mémoire.

Quand les tensions sont simultanément présentes à l'entrée de l'amplificateur A_3 (figure 4-14), nous mesurons leur différence, ce qui se traduit à la sortie de l'amplificateur différentiel par une tension.

Nous allons discuter, à partir de ce schéma et de la non-linéarité des seuils des portes à T E C (figure 4-13), l'erreur approximative sur la mesure.

En fait, il faut analyser l'erreur introduite par la chute du plateau de la tension mise en mémoire pendant 1 ms cumulée avec l'erreur résultant de la non-linéarité des seuils, ceci en fonction de la tension continue affiché à l'entrée V_0 . Si les deux voies utilisées (l'une fonctionnant à T_n , l'autre à T_{n+1}) étaient parfaitement symétriques

aucune différence n'apparaîtrait à la sortie et cette tension serait nulle quelle que soit la valeur de V_0 à l'entrée.

En tenant compte des tensions de seuils V_{11} , V_{12} , V_{21} , V_{22} , nous pouvons écrire, d'après la figure 4-15 :

$$V_{e1} = \Delta V + (V_{11} - V_{12}) + (V_{21} - V_{22}) \quad 4-8$$

Considérons maintenant la tension d'entrée variable entre deux prises d'échantillons (évolution de la courbe $\frac{dI_s}{dV_s} = f'(V_s)$, ΔV restant constant. Soit $V(T_n)$ et $V(T_{n+1})$ les tensions d'échantillonnage, l'erreur s'écrit :

$$\frac{V_{e1}}{V(T_{n+1}) - V(T_n)} = \frac{V_{11} - V_{12} + V_{21} - V_{22}}{V(T_{n+1}) - V(T_n)} \quad 4-9$$

Les ordres de grandeurs de ces tensions sont connus :

$$\left. \begin{aligned} V(T_{n+1}) - V(T_n) &= 200 \text{ mV} \\ V_{11} - V_{12} + V_{21} - V_{22} &= 40 \text{ mV (TEC non appariés)} \end{aligned} \right\} \quad 4-10$$

$$\text{donc } \frac{V_{e1}}{V(T_{n+1}) - V(T_n)} \approx 20\% \quad 4-11$$

Il est bien évident qu'une telle erreur entre deux mesures consécutives n'est pas compatible avec la sensibilité que nous nous sommes fixée.

Pour tourner cette difficulté, nous avons minimisé l'erreur :

- en appariant TEC
- en visualisant la mesure non plus à T_n , T_{n+1} , T_{n+2} mais aux instants T_n , T_{n+3} , ainsi nous n'utilisons, en fait, qu'une voie dont les seuils sont appariés (figure 4-15).

4-3-3-1. Mesure de l'erreur résultant des seuils des portes "TEC"

Nous avons porté, sur la figure 4-16, les tensions d'erreurs en fonction de la tension d'entrée V_0 .

Dans cette mesure, les amplificateurs G_1 et G_2 (figure 4-14) ont des gains ajustés à $G=1$, ce qui permet d'amplifier l'erreur due aux différences entre les tensions de seuil des TEC.

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous :

courbe	a	b	c
V_{e1}	40 mV	0	40 mV
ΔV	5 mV	5 mV	10 mV

Courbe a : les TEC ne sont pas appariés ; on mesure V_{e1} à T_{n+1} , T_{n+3}

Courbe b : les TEC sont appariés ; on mesure V_{e1} à T_{n+1} , T_{n+3}

Courbe c : elle illustre le cas où l'erreur est maximale. Les TEC ne sont pas appariés et on visualise V_{e1} à T_n ; T_{n+1}

Nous avons vu que ΔV était constant pour toutes les mesures; le fait d'apparier les TEC en visualisant une comparaison sur deux permet de rendre l'erreur due au seuil totalement négligeable.

4-3-3-2. Erreur introduite par l'amplificateur différentiel

Soit e_1 la tension appliquée à l'entrée de ce circuit et e_2 la tension de sortie (figure 4-17)

$$e_2 = \frac{R_f}{R_I} \left[e_1 + e_o \underbrace{\frac{R_f + R_I}{R_f}}_{\text{tension d'erreur}} + I_d R_f \right] \quad 4-12$$

Le choix d'un circuit (112 K Analog-Devices) permet de négliger totalement la tension d'erreur par rapport au signal à traiter. En effet la tension d'offset e_o peut-être annulée par l'équilibrage d'un potentiomètre extérieur au circuit. Ainsi, ce réglage étant fait, avec un gain du circuit égal à 10, nous avons mesuré $e_2 < 10 \mu V$, soit $e_o < 1 \mu V$

$I_d \approx 3 \text{ mA}$; $R_I = 10 \text{ K}\Omega$; le produit
 $I_d R_I = 30 \mu V$

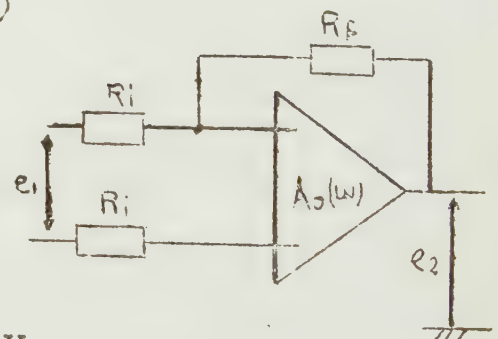


Figure 4-17

Par ailleurs, le taux de réjection étant de 86 dB, le circuit permet d'apprécier un écart de tension de 0,5 mV sur $\pm 10 \text{ V}$ appliquée à l'entrée.

La limitation de l'analyse par différence est donc imposée par les tensions de seuil des interrupteurs électroniques (de l'ordre de 1 mV).

4-3-4. Réalisation du circuit écrêteur-amplificateur

Le signal utile à la sortie de l'étage comparateur précédemment décrit représente un niveau de tension équivalant à 200 mV. Il est indispensable de l'amplifier, sans toutefois amplifier les tensions que l'on compare et dont le niveau peut atteindre 5 V. Le circuit amplificateur suivant serait saturé par la tension la plus élevée (5 V) multipliée par le gain du circuit.

Pour limiter l'amplitude du signal aux 200 mV utiles, nous avons réalisé un écrêteur à double polarité (figure 4-18)

Le traitement des petits signaux $V_c = 500$ mV présente très souvent des difficultés liées à la caractéristique non-linéaire des semi-conducteurs.

Dans l'utilisation considérée, les diodes doivent satisfaire à deux conditions quant à leur impédance :

$$Z_d > 10 \text{ K}\Omega \text{ pour } V_d < 200 \text{ mV et } Z_d = 0 \text{ pour } V_d > 200 \text{ mV}$$

Nous avons testé trois types de diodes semi-conducteurs dont les caractéristiques sont représentées sur la figure 4-19 (courbes a, b, c)

a : transistor dont la base et le collecteur sont reliés à la masse ; on utilise la jonction base-émetteur

b et c : des diodes usuelles

Nous constatons que la caractéristique qui satisfait le mieux aux conditions de l'utilisation envisagée est la courbe a

$$\text{Entre 0 et 300 mV, } Z_d = \frac{300 \text{ mV}}{0,5 \mu\text{A}} = 600 \text{ k}\Omega$$

En plaçant l'impédance de charge 10 k Ω en parallèle sur cette jonction, nous avons obtenu la caractéristique (d), qui convient parfaitement pour le problème posé. La non-linéarité de réponse de l'écrêteur n'apparaît qu'au delà de 200 mV.

Etage de sortie

Nous avons utilisé un amplificateur opérationnel, fonctionnant

en non-inverseur, dont le gain est réglé à 10.

Sur la figure 4-20, nous avons porté la tension de sortie du montage en fonction de la tension d'entrée avant l'écrtage, cette dernière tension étant comprise entre 0 et 300 mV.

La mesure effectuée en utilisant l'entrée positive ou négative du circuit a donné le même résultat à 1% près (limite de l'appréciation de lecture sur le voltmètre).

4-3-5. Schéma détaillé des circuits

Ce schéma est représenté sur la figure 4-21 où l'on peut identifier les fonctions étudiées en tête de ce paragraphe (circuit dérivateur digital 4-3) et les réalisations correspondantes.

4-3-6. Etalonnage du dérivateur digital

Les valeurs lues aux sorties de l'ensemble dérivateur (dérivée première du courant : V_{L1} , dérivée seconde $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = V_{L2}$) sont exprimées en volts.

L'étalonnage permet de relier ces valeurs aux grandeurs mesurées effectivement aux bornes des sondes et exprimées en $\mu A/V$.

4-3-6-1. Etalonnage de la dérivée première

Le circuit donnant la dérivée première du courant de sonde en fonction de la tension n'a pas été modifié, en ce qui concerne les paramètres d'étalonnage, par rapport au circuit utilisé en électronique analogique. Donc :

$$\frac{d I_s}{d V_s} (\mu A/V) = \frac{V_{L1} \text{ (volts)} \cdot 10^3}{G_1 \cdot R \cdot \delta V} \quad 4-13$$

4-3-6-2. Etalonnage de la dérivée seconde

$$V_{L2} = (V_{L1(n+2)} - V_{L1(n)}) G_2 \quad 4-14$$

où G_2 désigne le gain du dérivateur digital

$$V_{L2} = \frac{G_1 \cdot G_2 \cdot R \cdot \delta V}{10^3} \left[\frac{d I_s}{d V_{s(n+2)}} - \frac{d I_s}{d V_{s(n)}} \right] \quad 4-15$$

$$V_{L2} = \frac{G_1 \cdot G_2 \cdot R \cdot \delta V}{10^3} \cdot d \left(\frac{d I_s}{d V_s} \right) = \frac{G_1 \cdot G_2 \cdot R \cdot \delta V}{10^3} \cdot \frac{d^2 I_s}{d V_s^2} d V_s \quad 4-16$$

$$\text{avec } dV_s = V_{n+2} - V_n = \frac{V_B \cdot 2Z}{T} \quad 4-17$$

$$\text{D'où } V_{L2} = G_1 \cdot G_2 \cdot R \cdot \delta V \cdot 10^3 \cdot \frac{2Z}{T} \cdot V_B \cdot \frac{d^2 I_s}{dV_s^2} \quad 4-18$$

$$\text{et } \frac{d^2 I_s}{dV_s^2} = \frac{10^3 T \cdot V_{L2}}{G_1 \cdot G_2 \cdot R \cdot \delta V \cdot 2Z \cdot V_B} \quad 4-19$$

Dans un cycle de mesure tous les paramètres sont connus

4-3-7. Illustration du fonctionnement (dérivateur digital)

Pour illustrer le fonctionnement du dérivateur nous avons appliqué entre les deux sondes une tension triangulaire. La dérivée de cette tension est donc un créneau.

La durée du balayage des sondes était de 1 seconde, la récurrence d'échantillonnage de 10 ms.

La figure 4-23 montre la dérivation d'un signal triangulaire permanent. Le cliché 5 montre, en particulier, le signal (en créneaux) observé en utilisant une faible sensibilité et une luminosité relativement importante. On observe ainsi non seulement le signal utile (au milieu) mais encore les signaux écrêtés (en haut et en bas), lorsqu'on diminue la luminosité seul le signal du milieu reste visualisé.

Nous présentons enfin (figure 4-24) quelques résultats de mesure significatifs (dérivées première et seconde) relatifs à un plasma calme, puis perturbé.

4-4. Mesures préliminaires. Electronique digitale.

Ces mesures avaient pour but de vérifier le principe de dérivation proposé.

Nous avons comparé les résultats (essentiellement T_e et n_e) obtenus à l'aide de ce dérivateur aux résultats des mesures préliminaires correspondantes obtenues par l'emploi du dérivateur analogique.

Nous avons donc expérimenté sur un plasma calme et dans des conditions de courant et de pression voisines de celles retenues pour tester le dérivateur analogique ; soit $p = 0,1$ torr ; $I = 100$ mA.

Nous avons effectué ces mesures dans le tube à décharge utilisé précédemment, avec des sondes de surface égales.

4-4-1. Mesures comparatives de températures

Nous comparons tout d'abord entre elles les températures mesurées à partir des photographies représentées sur la figure 4-25. La représentation en coordonnée semi-logarithmique (figure 4-28) permet d'obtenir la valeur : $T_e = 5,4$ eV pour chacune des trois caractéristiques. L'erreur expérimentales déduite de ces tracés est inférieure à 5%, correspondant à l'appréciation du graphique.

L'accord entre ces trois mesures est donc satisfaisant . D'une façon plus générale, nous avons pu vérifier, dans des conditions nombreuses et variées, que les résultats déduits de la caractéristique de sonde et des dérivées première et seconde fournissaient un bon accord en ce qui concerne les mesures de température.

Nous pouvons comparer les températures mesurées à partir des photographies des parties positives et négative de la dérivée seconde du courant de sonde représentées respectivement sur les figures 4-26 et 4-27.

Les températures correspondant à ces photographies sont mesurées sur la figure 4-29. On obtient $T_e = 5,6$ eV.

L'accord entre ces mesures est supérieur à l'erreur due au tracé.

Enfin nous pouvons comparer ces mesures de températures électronique avec celles obtenues, pour la même colonne positive de plasma, à l'aide du dérivateur analogique.

Pour l'ensemble des mesures, nous obtenons les résultats suivants :

- dérivateur analogique : $4,8 \text{ eV} < T_e < 5,2 \text{ eV}$
- dérivateur digital : $5,4 \text{ eV} < T_e < 5,6 \text{ eV}$

Nous notons que les valeurs fournies par l'emploi du dérivateur digital sont plus élevées que celles résultant des mesures analogiques. Ceci est la conséquence directe de l'erreur commise en réglant les paramètres de la décharge (I et p) lorsque les mesures ne sont pas simultanées.

Nous vérifions par ailleurs (en interprétant les mesures représentées en coordonnée semi-logarithmique), que les températures fournies par les trois courbes, lors d'une mesure simultanée

sont compatibles avec une erreur expérimentale inférieure à 10%, correspondant bien à l'erreur prévue.

L'accord entre les températures déduites des caractéristiques de sondes dérivées deux fois à l'aide des deux montages est vérifié à 10% près.

4-4-2. Mesures comparatives de densités

En utilisant la méthode d'intégration de la surface de la caractéristique $\frac{d^2 I_s}{dV_s^2} = f''(V_s)$ exposée au chapitre 3, nous avons calculé les densités correspondant aux graphes des figures 4-26 et 4-27.

On peut comparer les résultats de ces mesures aux densités déduites de l'intégration des graphes des figures 3-18 et 3-19 (dérivateur analogique).

4-4-2-1. Calcul de la densité par intégration de la caractéristique $\frac{d^2 I_s}{dV_s^2} = f''(V_s)$

Pour ces mesures, les paramètres d'étalonnage étaient les suivants : $\delta V = 1,36 \text{ V}$; $\Delta V_B = 30 \text{ V}$; $\tau = 6,3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ (figure 4-27)

$\tau = 8 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ (figure 4-26) ; $T = 1 \text{ s}$; $G_1 = 10$, $G_2 = 10$; $R = 1,2 \text{ K}\Omega$
 La constante d'étalonnage étant calculée à partir de l'équation (4-19)
 $\frac{d^2 I_s}{dV_s^2} = 11,36 \text{ V}_{L2}$ (figure 4-27) et $\frac{d^2 I_s}{dV_s^2} = 9,35 \text{ V}_{L2}$ (figure 4-26)

Nous calculons les densités :

$$n = \frac{0,42}{S(\text{mm}^2)} \cdot 10^8 \int_0^\infty U^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_s}{dV_s^2} dU \quad 4-20$$

$$\int_0^\infty \text{avec : } U^{1/2} \frac{d^2 I_s}{dV_s^2} dU = 13,2 \text{ (fig. 4-27), d'où } n = 2,36 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

$$" = 14 \text{ (fig. 4-26) d'où } n = 2 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$$

que l'on peut comparer aux densités obtenues par la méthode analogique :

$$n = 3,18 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3 \text{ (figure 3-14)}$$

$$n = 2,88 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3 \text{ (figure 3-15)}$$

La moyenne de ces quatre mesures donne :
 $n = (2,60 \pm 0,6) 10^9 \text{ e/cm}^3$ ce qui conduit à une incertitude de l'ordre de 25% sur la mesure de la densité réalisée à l'aide des deux montages, incertitude compatible avec l'erreur calculée théoriquement (notons que les deux séries de mesures n'ont pas été effectuées en même temps).

4-4-3. Mesures préliminaires dans un plasma perturbé (modulation du courant).

Nous analysons des mesures effectuées à $p = 0,1$ torr dans l'hélium, $I = 100$ mA, avec une modulation de courant de ~~taux~~ 10% aux fréquences 400 Hz et 10 KHz. Nous comparons les températures électroniques obtenues à partir des dérivées première et seconde du courant de sonde (figure 4-30 a et b). Les domaines d'erreur correspondent au bruit superposé à la courbe photographiée sur l'écran de l'oscilloscope.

L'examen des figures 4-31 a et b conduit aux résultats suivants :

$T_e(\text{eV})$ \ f	0,4 KHz	10 KHz
$\frac{dI_s}{dV_s}$	6,8	6,8
$\frac{d^2I_s}{dV_s^2}$	7	7,2

L'accord entre ces mesures est vérifié avec une erreur expérimentale inférieure à l'erreur théorique (6,5%) calculée pour des mesures effectuées simultanément.

Il n'est pas possible de vérifier la valeur de la densité obtenue par intégration de la FDE avec celles déduites des mesures effectuées à partir de la caractéristique $I_s = f(V_s)$, car

le montage n'est pas adapté aux mesures de la caractéristique de sonde (gain trop élevé)

une courbe de sonde visualisée à l'oscilloscope n'est pas interprétable à cause des dimensions réduites de la photographie et des fortes valeurs de courant mesurées.

4-4-4. Erreurs de mesure

4-4-4-1. Mesures comparatives dans un plasma calme

Les erreurs calculées lors des mesures effectuées par le dispositif dérivateur analogique sont en tout point valables pour le dispositif dérivateur digital utilisé pour des mesures sur un plasma calme. Il faut, bien sûr, tenir compte de la formule d'étalonnage. Soit :

$$\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = \frac{10^3 T \cdot V_{L2}}{G_1 \cdot G_2 \cdot R \cdot \delta V \cdot Z \cdot V_B} \quad 4-21$$

$$\Delta \left(\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} \right) = \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta G_1}{G_1} + \frac{\Delta G_2}{G_2} + \frac{\Delta (\delta V)}{\delta V} + \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta Z}{Z} \quad 4-22$$

$\frac{\Delta Z}{Z}$ est mesuré à 2% près

L'erreur relative sur la mesure des gains est de l'ordre de 1%

Les autres termes d'erreur sont inchangés. D'où :

$$\frac{\Delta (d^2 I_s / d V_s^2)}{d^2 I_s / d V_s^2} \approx 9\%$$

Notons que l'erreur, en électronique analogique, était de 6,5%

Nous pouvons donc évaluer les erreurs sur les températures et les densités correspondant à l'emploi de ce circuit.

Les valeurs de la température électronique sont donc vérifiées à 15% près lorsqu'elles sont déduites de la caractéristique de la dérivée seconde, en tenant compte de l'erreur statistique faite sur les réglages des paramètres I et p de la décharge.

4-4-4-2. Erreurs de mesure dans un plasma perturbé

Erreurs de mesure sur la température

A l'erreur d'étalonnage précédemment calculée s'ajoute,

dans ce cas (courant de décharge modulé), une erreur due au bruit apporté par le montage fonctionnant dans ces conditions.

Cette erreur est matérialisée par l'épaisseur du trait. L'influence de ce domaine d'erreur (noté sur les enregistrements des figures 4-30 a et b) a été portée sur les graphes des figures 4-31 a et b qui permettent de déduire la température du plasma, ce qui conduit aux résultats suivants :

Modulation 400 Hz : $6,8 \text{ eV} < T_e < 7,2 \text{ eV}$, soit $7 \text{ eV} \pm 5\%$

Modulation 10 KHz : $6,6 \text{ eV} < T_e < 7,8 \text{ eV}$, soit $7 \text{ eV} \pm 10\%$

L'influence du bruit sur la mesure de la température déduite de la caractéristique $\frac{dI}{dV}$ est négligeable.

Erreurs de mesure sur la densité

Le bruit dû au circuit introduit une erreur supplémentaire que l'on doit ajouter à celle calculée pour les mesures effectuées dans un plasma calme (paragraphe 4-4-4-1).

A partir de l'interprétation de la caractéristique $\frac{d^2 I_s}{d V_s^2} = f''(V_s)$, figures 4-30 a et b, nous avons calculé une erreur de 12% sur la mesure de la densité (à 400 Hz et à 10 KHz).

La mesure de la densité est ainsi entachée d'une erreur relative de 30%.

4-4-5. Conclusions

Dans une première série de mesures, effectuées sur un plasma calme, nous avons vérifié que la méthode proposée permettait de déterminer la température et la densité électronique du plasma en bon accord avec des mesures semblables effectuées à l'aide du dérivateur analogique.

La seconde série de mesures effectuées dans un plasma perturbé par une modification du courant de décharge de 10%, nous a permis de vérifier l'accord entre les mesures de température déduites de l'examen des dérivées première et seconde du courant de sonde.

Les calculs d'erreur ont mis en évidence que la température

mesurée à partir de l'étude de la dérivée première du courant de sonde est définie avec une incertitude plus faible que la même mesure déduite de l'étude de la dérivée seconde du courant de sonde.

Enfin, les mesures de la valeur absolue de la densité électronique du plasma sont entachées d'une erreur importante (30%). Par contre, le montage permet d'effectuer commodément des mesures relatives de densité pour différents taux de modulation du courant de décharge

CHAPITRE 5

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons dans ce chapitre les résultats de mesures effectuées à l'aide des montages décrits dans les chapitres précédents. Nous avons tout d'abord étudié des FDE dans des plasmas calmes, pour diverses conditions expérimentales; les résultats obtenus montrent que, dans l'hélium, les FDE mesurées sont maxwelliennes dans le "corps" mais présentent, par rapport à cette distribution, pour des énergies supérieures au premier potentiel d'excitation, un déficit d'électrons rapides; ces résultats sont comparés aux calculs effectués par POSTMA (1969). Nous avons ensuite étudié les propriétés (densité et température électroniques, potentiel plasma) d'une colonne positive perturbée par une forte modulation de courant de décharge; nous montrons que dans ces conditions les grandeurs moyennes du plasma sont modifiées, ce qui est en accord avec les travaux de POLMAN (1969).

5-1. Mesures effectuées dans un plasma calme.

Les mesures sont effectuées sur une colonne positive d'hélium, de diamètre 5 mm, pour des pressions comprises entre 0,06 et 0,3 torr et des courants compris entre 25 et 400 mA; le champ électrique longitudinal et la concentration d'atomes excités sont également mesurés.

5-1-1. Présentation des résultats : Rappelons la formule de DRUYVESTYEN

$$\frac{d^2 I_s}{dV_s^2} = \frac{n e S}{2} \sqrt{\frac{e}{2 m}} \frac{F(U)}{\sqrt{U}} \quad 5-1$$

La grandeur mesurée est $d^2 I_s / dV_s^2$; celle qui nous intéresse est $F(U)$. Cependant nous donnons nos résultats en représentant, en fonction de l'énergie, $F(U) / \sqrt{U}$, qui est, à un coefficient près, la grandeur mesurée. En effet, afin de pouvoir comparer les résultats pour diverses conditions expérimentales, nous avons, dans chaque cas, normé $F(U)$: $\int_0^\infty F(U) dU = 1$

Pratiquement nous avons

$$\frac{F(U)}{\sqrt{U}} = \frac{(d^2 I_s / d V_s^2)}{\int_0^\infty (\frac{d^2 I_s}{d V_s^2}) \cdot \sqrt{U} \cdot dU}$$

Les auteurs (par exemple, POSTMA (1970 a) qui calculent des FDE utilisent des unités d'énergie réduites $x = U/U_{ex}$ (U_{ex} représentent l'énergie du premier niveau d'excitation de l'atome considéré ; pour l'hélium $U_{ex} = U_{2^3S} = 19,8 \text{ V}$) et définissent une FDE, notée $G(x)$ par :

$$\int_0^\infty G(x) x^{1/2} dx = 1$$

Sachant que l'on a

$$\int_0^\infty F(U) dU = \int_0^\infty F(x) dx$$

on voit que $G(x) = \frac{F(x)}{\sqrt{x}} = (U_{ex})^{3/2} \cdot \frac{F(U)}{\sqrt{U}}$

Nos résultats expérimentaux peuvent donc être ainsi directement comparés aux prévisions théoriques ; du fait de la représentation graphique adoptée ($F(U)/\sqrt{U}$, en ordonnées logarithmiques) les deux représentations ($G(x)$ et $F(U)/\sqrt{U}$) sont définies à une translation près (figure 5-6). Cette représentation permet enfin de comparer la FDE mesurée à une FDE maxwellienne puisque dans ce cas

$$\text{Log} \left(\frac{F(U)}{\sqrt{U}} \right)_{\text{maxw.}} = - \frac{U}{U_e}$$

(U_e désignant la température électronique exprimée en électron-volts).

5-1-2. Mesure de la concentration d'atomes excités.

Dans le but d'étudier son influence sur l'allure de la FDE nous avons mesuré la concentration d'atomes excités en utilisant une méthode que nous avons mise au point antérieurement (DAVY, RABACHE - 1969).

Deux tubes à décharge identiques, d'axes parallèles, sont utilisés : l'un constitue la "source" (tube éclairant), l'autre le "tube absorbant" (tube éclairé). Le courant de la décharge éclairante est modulé

à près de 100%, à la fréquence $\Omega/2\pi = 400$ Hz et nous mesurons la partie $(\xi \cdot \Phi \Omega)$ de la lumière $(\Phi \Omega)$ émise par cette décharge qui est transmise par le tube absorbant. Le couplage optique entre les deux décharges est limité, en général, à une fente d'environ 10×20 mm. Le flux lumineux $(\xi \Phi)$ transmis par le tube absorbant est détecté à l'aide d'un ensemble monochromateur-photomultiplicateur. Le signal obtenu, mesuré à l'aide d'un voltmètre sélectif à largeur de bande étroite (10 Hz), peut être détecté, puis enregistré sur un traceur XY en fonction du courant continu alimentant le tube éclairé. La mesure du facteur de transmission nous permet de connaître la concentration des atomes excités du niveau étudié (MITCHELL - ZEMANCKY, 1934). Nous pourrions ainsi évaluer la population des niveaux 2^1S , 2^3S et 2^3P en mesurant le facteur de transmission des raies 5015, 3889 et 3875 Å. Cependant, dans ce cas, nous n'avons mesuré que la concentration des niveaux 2^3S , qui est la plus élevée et dont l'effet sur la FDE est d'après POSTMA (1970), le plus important.

5-1-3. Résultats expérimentaux

Les courbes des figures 5-2 à 5-5 montrent, que pour les conditions expérimentales étudiées, le "corps" de la FDE ($0 < U < U_{ex}$) est maxwellien et permet donc de définir une température électronique tandis que la "queue" accuse un déficit en électrons rapides qui dépend des conditions expérimentales.

5-1-3-1. Mesure de la température électronique

Nous comparons (figure 5-1) les températures électroniques que nous avons mesurées dans un tube de diamètre $2R = 52$ mm, à des températures électroniques mesurées par DAVY (1970) dans un tube de diamètre $2R = 26$ mm; les résultats sont parfaitement comparables quand la pression est telle que $R_p < 0,3$ torr.cm; pour des valeurs supérieures nous constatons que la température mesurée reste constante, alors que l'on s'attend à une diminution. Cela provient sans doute de ce que pour ces pressions ($p > 0,2$ torr) la distribution mesurée s'écarte davantage de la forme maxwellienne (figure 5-5).

Rappelons à ce propos la difficulté toujours rencontrée d'obtenir $(d^2 I_s / dV_s^2)$ lorsque $U \rightarrow 0$. Il est en effet difficile d'obtenir la dérivée seconde du courant sonde près du potentiel plasma; une comparaison des caractéristiques "théoriques" schématisées sur la

figure 1-4 et d'une caractéristique mesurée (figure 3-13) est édifiante; dans ce cas, par exemple, la caractéristique (d^2I_s / dV_s^2) n'est utilisable qu'à partir de $U = 5$ V. Pour pouvoir effectuer la normalisation présentée au § 5-1-1 nous avons utilisé les valeurs extrapolées de la droite $\text{Log}(\frac{d^2I_s}{dV_s^2})$ lorsque $U \rightarrow 0$. Dans ces conditions, il est délicat d'effectuer des mesures et d'en interpréter les résultats quand le "corps" de la FDE s'écarte notablement de la forme maxwellienne, situation que l'on rencontre pour des pressions de l'ordre de 0,5 torr. L'utilisation d'électrodes de garde, discutée par MEDICUS (1967), permettrait sans doute d'améliorer ces mesures.

5-1-3-2. Influence de la pression et du courant

La figure 5-2 montre, pour un même courant, l'influence de la pression sur l'allure de la FDE ; nous avons utilisé le rapport E/p comme paramètre, comme le font la plupart des auteurs. Les figures 5-3 et 5-4 montrent, pour une même pression, l'influence du courant de décharge.

Quelle est l'influence sur l'allure de la FDE de ces deux paramètres ? Le courant de décharge intervient doublement car sa variation entraîne à la fois celle de la concentration électronique (de manière proportionnelle) et celle de la concentration d'atomes excités. Une concentration électronique élevée entraîne de nombreuses collisions coulombiennes, ce qui contribue à augmenter les échanges d'énergie entre électrons et donc à faire tendre leur FDE vers la forme maxwellienne ; d'après POSTMA (1969) la concentration électronique critique, pour laquelle cet effet devient notable (pratiquement lorsque les échanges d'énergie dus aux collisions coulombiennes deviennent plus importants que les échanges d'énergie dus aux collisions électrons-atomes) est approximativement donnée par :

$$\frac{n_{cr}}{n_g} = 10^{-10} (E/p)^2$$

expression dans laquelle n_g désigne la densité du gaz et où E/p est exprimée en V/mm-torr.

Par exemple, pour $p = 0,1$ torr (figure 5-3) avec $E/p = 1,6 \cdot 10^3$ il vient $n_{cr}/n_g = 2,56 \cdot 10^{-4}$ alors que pour $50 < I < 400$ mA nous avons

mesuré : $0,8 \cdot 10^9 < n < 6,4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$

soit $2,5 \cdot 10^{-7} < n/n_g < 2 \cdot 10^{-6}$

Nous avons évalué ce rapport n_{cr}/n_g en fonction de la température électronique et non du rapport E/p ce qui évite de tenir compte de la théorie de la colonne positive pour passer de la température au champ. Nous trouvons :

$$\frac{n_{cr}}{n_g} = 9,2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{k T_e}{e} \right)^2 \approx 3 \cdot 10^{-5}$$

soit un écart d'un facteur 10 avec l'évaluation précédente.

D'après ces calculs, pour cette pression et pour l'ensemble des pressions, utilisées, cet effet ne devrait pas être sensible.

De même, la concentration d'atomes excités varie avec le courant et influe sur la FDE. En effet, une concentration importante d'atomes excités entraîne l'existence de nombreuses collisions inélastiques de seuil faible (par exemple 1,14 V pour l'excitation de 2^3P à partir de 2^3S , 4,77 V pour l'ionisation à partir de 2^3S). D'après POSTMA (1970 a) l'influence du niveau 2^3S est la plus importante car la concentration correspondante est la plus élevée et les sections efficaces d'excitation à partir de ce niveau sont également les plus élevées. Cet auteur a montré que pour $E/p = 10^3 \text{ V} \cdot (\text{torr} \cdot \text{m})^{-1}$ une concentration d'atomes excités telle que $n_2^* 3S = 4,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ modifiait sensiblement l'allure de la FDE. Pour le cas de la figure 5-3, où nous avons $E/p = 300 \text{ V} \cdot (\text{torr} \cdot \text{m})^{-1}$, nous avons mesuré pour $I = 400 \text{ mA}$, $n_2^* 3S = 0,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

L'influence du courant sur la FDE se manifeste donc par deux effets :

- l'un, lié à la concentration électronique, modifie surtout la "queue" de la FDE, ce qui est visible sur la figure 5-3,

- l'autre, lié à la concentration d'atomes excités, modifie dans son ensemble l'allure de la FDE (figure 5-4).

Il reste néanmoins difficile de séparer quantitativement l'influence de ces deux concentrations ; dans notre cas leurs effets présumés sont plus importants que ceux prévus par le calcul (POSTMA 1970).

Pour une FDE maxwellienne, une augmentation de la pression

doit conduire à une diminution de la température électronique (donc à une diminution de la pente des courbes $F(U)/\sqrt{U}$) et comme les chocs inélastiques sont plus importants la "queue" de la FDE doit s'écarter davantage de la forme maxwellienne. C'est bien ce que l'on vérifie sur les figures 5-2 et 5-5 ; sur cette dernière on peut remarquer que les courbes expérimentales s'écartent de la droite (*) pour des énergies comprises entre 19 et 20 V ; nous avons vérifié ce point dans tous les cas expérimentaux rencontrés.

Enfin, sur la figure 5-6 nous comparons deux de nos résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques de POSTMA (1969). On voit que si les résultats pour $E/p = 8 \text{ V/torr.cm}$ se comparent convenablement avec les résultats du calcul effectué pour $E/p = 10 \text{ V/torr.cm}$, il n'en est pas de même pour le résultat correspondant à 26 V/torr.cm qui est assez différent du calcul effectué à 30 V/torr.cm (bien que le sens de variation soit le même). Nous devons ici faire une remarque : MEWE (1969) a calculé pour des colonnes positives d'hélium le rapport E/p en fonction du produit Rp , en utilisant les FDE calculées par POSTMA ; il a pu ainsi rendre compte de manière très convaincante des résultats expérimentaux, sauf pour les basses valeurs de Rp (fortes valeurs de E/p) ; dans ce domaine MEWE doit tenir compte d'écarts à la quasi-neutralité (la gaine sur les parois du tube devient d'épaisseur non négligeable par rapport au rayon R du tube) pour faire de nouveau coïncider les résultats des mesures et les prévisions : le résultat est qu'il faut considérer dans ce domaine l'existence dans la colonne positive limitée d'un champ électrique réduit plus élevé que celui existant dans un plasma non limité. On doit garder cette remarque présente à l'esprit lorsqu'on effectue des comparaisons telles que celles présentées sur la figure 5-6.

5-1-3-3. Calcul du taux d'excitation

Les résultats expérimentaux que nous présentons sont en accord qualitatif avec les prévisions de POSTMA. Une comparaison quantitative n'est pas encore possible car dans nos mesures nous ne

(*) Ces droites permettent d'attribuer une "température" au "corps" de la FDE mais ne représentent pas les FDE maxwellienne qui, du fait des conditions de normalisation, seraient, pour les deux exemples choisis 5-5, deux droites respectivement parallèles aux deux précédentes, mais décalées vers le bas d'environ 6%

pouvons séparer l'effet de plusieurs paramètres (par exemple celui de la densité électronique et celui de la densité des atomes excités); de plus, les calculs présentés concernent un plasma illimité, ce qui n'est pas le cas en pratique. Cependant l'écart observé par rapport à la distribution maxwellienne vers les énergies élevées ($U > 20$ V) est bien mis en évidence. Cet écart est plus important quand la pression augmente. L'allure de la FDE intervient tout particulièrement lors des calculs du taux d'excitation ou d'ionisation à partir du niveau fondamental. Le seuil le plus faible pour de telles réactions est en effet $U^*_{2^3S} = 19,8$ eV. Nous comparons (tableau 5-1) les taux d'excitation de deux niveaux d'hélium (3^1P et 3^3P) calculés respectivement à l'aide de la FDE mesurée ($\langle \sigma(v).v \rangle_{\text{exp}}$) et de la FDE de forme maxwellienne ($\langle \sigma(v).v \rangle_{\text{maxw}}$). Pour effectuer le calcul nous avons utilisé les sections efficaces employées par DAVY (1970).

On constate qu'un écart important existe entre les deux évaluations ; cet écart augmente avec la pression et dépend du niveau considéré.

P (torr)	0, 06	0, 10	0, 20
$\frac{\langle \sigma(v).v \rangle_{\text{exp}}}{\langle \sigma(v).v \rangle_{\text{maxw}}} \begin{cases} 2^1S \rightarrow 3^1P \\ 2^1S \rightarrow 3^3P \end{cases}$	$\begin{cases} 0, 093 \\ 0, 30 \end{cases}$	$\begin{cases} 0, 080 \\ 0, 28 \end{cases}$	$\begin{cases} 0, 044 \\ 0, 14 \end{cases}$

Tableau 5-1

5 -2. Mesures effectuées sur un plasma perturbé

Comme suite à des travaux effectués au Laboratoire concernant l'étude de colonnes positives perturbées par une faible modulation superposée au courant continu d'entretien (DAVY, 1970), nous nous sommes intéressés au cas d'une forte modulation.

Les mesures ont été effectuées sur une colonne positive d'hélium, de diamètre 52 mm, pour une pression de 0, 1 torr et un courant de décharge de 100 mA. La perturbation appliquée est telle que le courant instantané est :

$$I = I_0 + I_1 \cos 2 \pi Ft$$

avec $0 < I_1 / I_0 < 0,56$ et $F < 50 \text{ KHz}$

Pour les conditions de courant et de pressions utilisées, nous avons vérifié qu'il n'existait pas de phénomènes de propagation. Les résultats obtenus sont résumés par les courbes de la figure 5-7. On peut noter l'apparition de phénomènes non linéaires se manifestant par :

- 1 - une modification des propriétés moyennes de la décharge (figure 5-7 a, c, e).
- 2 - des effets de saturation (figure 5-7 b et f) ou, au contraire, de fortes variations (figure 5-7 d) de l'amplitude de la grandeur observée.

POLMAN (1969) a pu prévoir de tels effets et les vérifier dans le cas de colonnes positives de néon à pression et courant élevés (10 torrs ; 1 A). Cet auteur a montré que l'apparition de non-linéarités est principalement due au terme d'ionisation électronique qui dépend exponentiellement de la température

$$v_i \sim \exp \left(- \frac{e V_i}{k T_e} \right)$$

v_i et V_i désignent respectivement la fréquence et le potentiel d'ionisation. Supposons qu'il existe une modulation de la température électronique : on sait (DAVY, 1970) qu'il suffit pour cela d'employer une fréquence de modulation suffisamment élevée ($F > 10 \text{ KHz}$, figure 5-7 d). Il apparaît alors une modulation de v_i et, si l'amplitude de modulation de température est élevée, la valeur moyenne $\langle v_i \rangle$ de la fréquence d'ionisation augmente (figure 5-8). Il en résulte alors une augmentation de la densité moyenne $\langle n_e \rangle$ qui, la densité moyenne de courant $\langle j \rangle = e \langle n_e \rangle \langle w_e \rangle$ étant maintenue constante, entraîne une diminution de la vitesse d'entraînement $\langle w_e \rangle$ puis, par suite de l'équation de mobilité, une diminution du champ électrique. Dans nos mesures ceci se manifeste par la diminution de la valeur absolue du potentiel plasma. Cependant le système est "bouclé" par une relation énergétique ; une baisse du champ électrique entraîne une baisse de la température électronique (que l'on observe), baisse qui contribue à "adoucir" le phénomène.

On peut voir d'après la figure 5-9 (empruntée à POLMAN)

que la modification de la température moyenne dépend du taux de modulation et de la fréquence ; ce que nous avons vérifié. Ajoutons enfin que pour des taux de modulation inférieure à 0,1 il n'apparaît pas d'effets non linéaires. Indiquons aussi que pour ces faibles taux de modulation nous avons bien vérifié les relations de phase entre les diverses grandeurs, telles que les prévoit la théorie linéaire (DAVY, 1970).

5-3. Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre des résultats de mesures effectuées avec les montages réalisés et décrits dans les chapitres précédents. Des mesures effectuées sur un plasma calme ont permis de déterminer des FDE dans les colonnes positives d'hélium pour diverses conditions expérimentales. Nous avons montré que les FDE obtenues sont maxwelliennes dans le "corps" (ce qui permet de définir une température électronique), mais présentent, à partir du premier niveau d'excitation, un net déficit en électrons rapides. Nous avons comparé qualitativement ces résultats aux calculs effectués par POSTMA. Une comparaison plus poussée n'est guère possible actuellement, car il faudrait pouvoir séparer expérimentalement des effets dus à plusieurs paramètres et tenir compte dans les calculs des dimensions finies du plasma. Les résultats expérimentaux devraient aussi être améliorés par une meilleure obtention de la FDE vers les basses énergies. Nous avons poursuivi ces études en étudiant, à la suite des calculs effectués par POSTMA (1969), l'influence de taux d'impuretés de néon puis d'argon (2 et 5%) ajoutées à l'hélium (DAVY, RABACHE - 1971 a).

Les mesures effectuées sur un plasma perturbé ont montré la parfaite adaptation de l'appareillage à de telles études lorsque la fréquence de la perturbation n'est pas supérieure à 50 KHz. Il est donc possible, à la suite des travaux de DROUET et coll. (1968), de déterminer des FDE dans des striations excitées dans des colonnes positives de néon afin d'étudier particulièrement la modification de l'allure de la FDE le long de la période de la strie et c'est ce que nous avons pu faire (DAVY, RABACHE - 1971 b).

CONCLUSIONS

Dans ce travail, nous avons proposé deux méthodes d'enregistrement de la fonction de distribution de l'énergie des électrons dans une colonne positive de plasma.

La première méthode est adaptée aux mesures effectuées sur un plasma calme. Après avoir décrit le dispositif expérimental et discuté ses performances, nous avons vérifié le principe de la méthode par des mesures préliminaires. Nous avons déterminé les paramètres fondamentaux du plasma (densité et température électroniques, potentiel plasma), puis nous avons évalué les erreurs de mesure. Nous avons montré que la température électronique était déterminée à 5% près et la densité électronique à 10% près, en comparant les résultats obtenus à partir de la caractéristique de courant de sonde et des dérivées première et seconde de cette caractéristique.

La seconde méthode proposée permet d'enregistrer la FDE dans une colonne positive soumise à une perturbation périodique de fréquence maximale 50 KHz. Nous avons décrit le principe de la méthode proposée et en avons vérifié la validité par des mesures préliminaires. Nous avons montré que l'imprécision sur la température et la densité électronique était, dans ce cas, respectivement de 10% et 20%. Enfin, en appliquant cette seconde méthode au cas d'un plasma calme nous avons comparé entre elles les deux méthodes proposées.

Dans un dernier chapitre, nous avons montré que dans la colonne positive d'une décharge à courant faible la FDE était maxwellienne lorsque l'énergie des électrons restait inférieure au premier seuil d'excitation et qu'il apparaissait un déficit en électrons rapides au-delà. Nous avons comparé ces mesures aux prévisions théoriques obtenues par POSTM/

Nous avons étudié ensuite l'apparition de phénomènes non linéaires liés à une forte modulation du courant traversant une colonne positive d'hélium. Ces non linéarités se manifestent en particulier par une modification des grandeurs moyennes caractérisant le plasma.

Les techniques de mesure que nous avons utilisées introduisent des erreurs importantes. Avant de chercher à les réduire, on peut rappeler leurs principales causes.

La technique des mesures de sonde conduit dans tous les cas à effectuer des opérations graphiques (calcul de pentes, intégration de surface, ...). On ne peut réduire les erreurs liées à ces déterminations qu'en effectuant des mesures statistiques.

Les nombreux paramètres d'étalonnage multiplient les causes d'erreurs, bien que la précision de leur détermination soit bonne.

Le bruit créé par le montage dérivateur digital introduit une erreur importante dans la mesure de la dérivée seconde. Ceci peut-être amélioré, soit en réalisant un montage plus soigné, soit en convertissant les deux voies d'analyse à l'aide de convertisseurs analogique-numériques. Dans ce cas, la dérivée seconde serait obtenue par calcul digital.

Les réglages des paramètres de la décharge (courant, pression) affectent les résultats lorsqu'on souhaite comparer entre elles des mesures effectuées dans des conditions différentes.

La fréquence d'analyse de notre dérivateur digital est limitée actuellement à 50 KHz par suite du temps d'accès aux mémoires capacitatives (10 μ s) et du temps mort de la mesure (comparaison effectuée en 20 μ s). Ces durées d'analyse pourraient être réduites d'un facteur 100 en utilisant des circuits rapides dont les périodes de mesures seraient inférieures à 0,1 μ s.

La présentation des résultats et leur dépouillement nécessiteraient d'être entièrement revus. Une valeur moyenne déduite d'une mesure répétée n fois permettrait d'augmenter la précision de la mesure suivant les lois statistiques. Ceci peut être envisagé, dans le cas d'une extension des expériences, par une automatisation du dépouillement des mesures.

1°/ On pourrait coupler directement un petit ordinateur type PDP 8/I en ligne, mais ceci présenterait deux inconvénients :

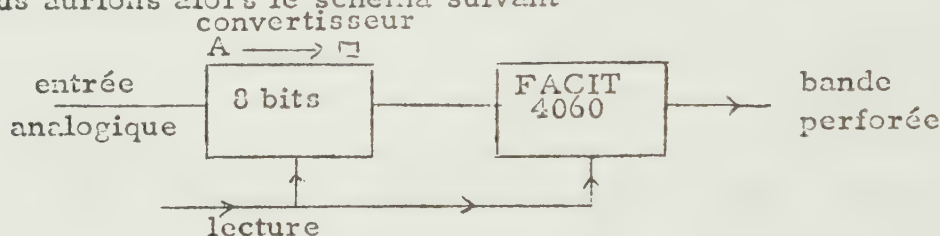
- on isolerait un ordinateur pour la phase de mise en oeuvre puis pour la durée des mesures
- le coût de cette manipulation serait, dans tous les cas élevé (construction de l'interface, étude d'un programme).

2°/ On pourrait aussi sortir des mesures sur bande magnétique ou

perforée puis traiter les informations par un ordinateur

Cette méthode serait plus souple que la précédente, car elle n'isolait pas le ordinateur. Analysons plus en détail ces principes :

Sortie des données sur bande perforée et traitement en temps réel.
La durée d'enregistrement de la FDE étant de 1 s pour 100 points de lecture, la perforatrice devrait pouvoir enregistrer au moins 100 caractères/seconde. Ceci pourrait être réalisé par la Facit 4060 (150 c/s) et nous aurions alors le schéma suivant



Le prix de revient actuel de cet ensemble serait :

- convertisseur analogique-digital 5 000 F.
- perforatrice FACIT 4060 20 000 Frs

Lorsque la perforatrice ne peut pas travailler en temps réel il faut introduire une mémoire tampon entre le convertisseur analogique-digital et la perforatrice. Il est alors plus aisé d'utiliser un analyseur multicanaux.

Sortie des données sur bande magnétique

On pourrait dans ce cas travailler en temps réel car la vitesse d'écriture sur bande est de 500 à 1000 caractères/seconde. L'option la moins coûteuse consisterait à louer un enregistreur sur bande magnétique pendant une durée limitée. L'enregistreur remplacerait dans le schéma ci-dessus la perforatrice.

Notons que l'analyseur multicanaux INTERTECHNIQUE JA 40 effectue la conversion analogique-digitale, visualise la FDE, mémorise l'information et permet l'enregistrement sur bande magnétique ou la sortie sur bande perforée. Mais le coût de cet appareil est élevé (actuellement 100.000 Frs).

Parallèlement à la réalisation du projet il faudrait conduire l'étude du programme de calcul adapté à la machine utilisée, puis le tester.

BIBLIOGRAPHIE

- ALEXEEF (E.) - HOWELL (D.F.) - 1969 Jour. Appli. Phys. 40 4377
- BOYD (R.L.F.) - TWIDDY (N.D.) - 1959 Proc. Roy Soc. A 250, 53
- BRANNER (G.R.) - FRIAR (E.M.) - MEDICUS (G.) 1963 Rev.Sci.Instr. 34, 231
- CRAWFORD (F.W.) - GARSCADDEN (A.) - PALMER (R.S.) 1963 III° CIPIG
Paris IV, 53
- DAVY (P.) - 1970, Thèse Orsay A0 CNRS 3648
- DAVY (P.) - RABACHE (P.) - 1969 IX° CIPIG Bucarest 172
- DAVY (P.) - RABACHE (P.) 1971 a Communication présentée au Colloque de
Physique des plasmas.Evian (mai 1971)
- DAVY (P.) - RABACHE (P.) 1971 b Communication soumise au X° CIPIG - Oxford
(septembre 1971)
- DELCROIX (J.L.) - 1963, Physique des Plasmas (I) Dunod
- DROUET (M.G.) - SICHA (M.) - CLOUTIER (G.C.) - 1968 Physic Letters 27 A496
- DRUYVESTYEN (M.J.) 1970 Z. Physik 64, 781
- GARSCADDEN (A.) - BLETZINGER (P.) - 1964 Rev.Sci.instr. 35, 912
- GOMBAUD (C.) - 1966, D.E.S. Orsay
- HAUG (R.) - 1966 Onde électrique XLVI, 1251
- LANGMUIR (I.) - MOTH SMITH (H.) - 1924, Gen. Elec. Rev. 27, 449, 538, 616, 762, 810
- MALYSHEV (J.M.) - FEDOROV (V.L.) - 1953, Dokl. Akad. Nauk SSSR 92, 269
- MEDICUS (G.) - 1956, Jour. Appl. Phys. 27, 124
- MEDICUS (G.) 1967, VIII° CIPIG Vienne Invited paper IAEA publication 523
- MEWE (B) - 1969, Rynhuizen Report 69-50
- MITCHELL (A.C.C.) - ZEMANSKY (M.W.) - 1934, Résonance radiation and
excited atoms (Cambridge University Press).
- POLMAN (J.) - 1969 Phys. of Fluids 12, 1129
- POLMAN (J.) - 1969 IX° CIPIG Bucarest 183
- POSTMA (A.J.) - 1969 Physica 43, 534
- POSTMA (A.J.) - 1970 - Physica 45, 609
- RAYMENT (S.W.) - TWIDDY (N.D.) - 1969 British. Jour Appl. Physics 2, 1749
- RICARD (A.) - ROCARD (J.M.) - GOMEZ (A.M.) 1963 C.R. Acad.Sc. B 267, 511
- SLOANE (R.H.) - Mac GREGOR 1934, Phil. Mag. 18, 193
- VAN ECK (J.) - 1968, Proceeding Symposium an one-particle distribution func-
tion in plasmas, Marburg, ZAED report BMWF-FBK 69.03
- VIRMONT (J.) - 1969, Thèse Paris AO CNRS 3425
- VOROB'IEVA (N.A.) - KAGAN (Yu.M.) - MILENIN (V.M.) - 1965 Soviet phys.
Techn. phys. 9, 1598

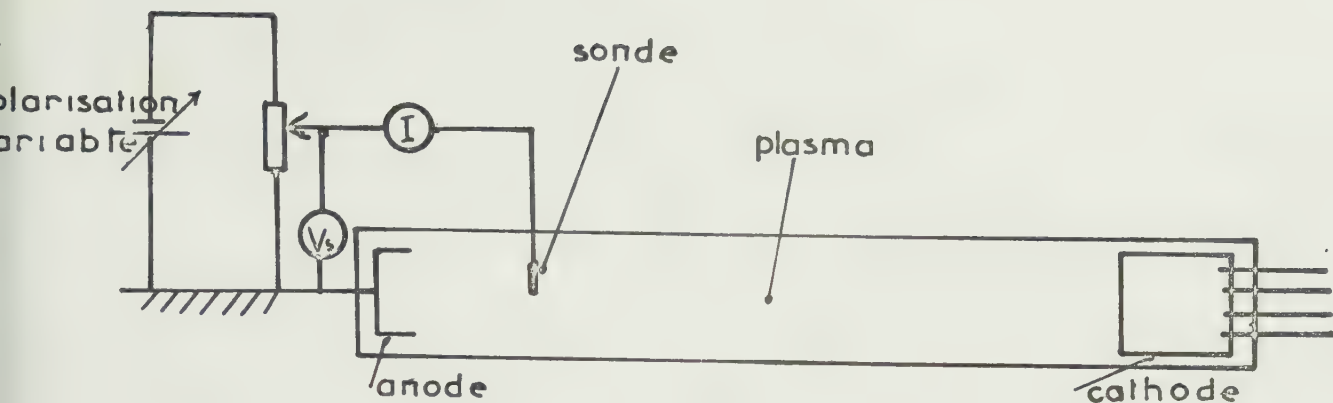
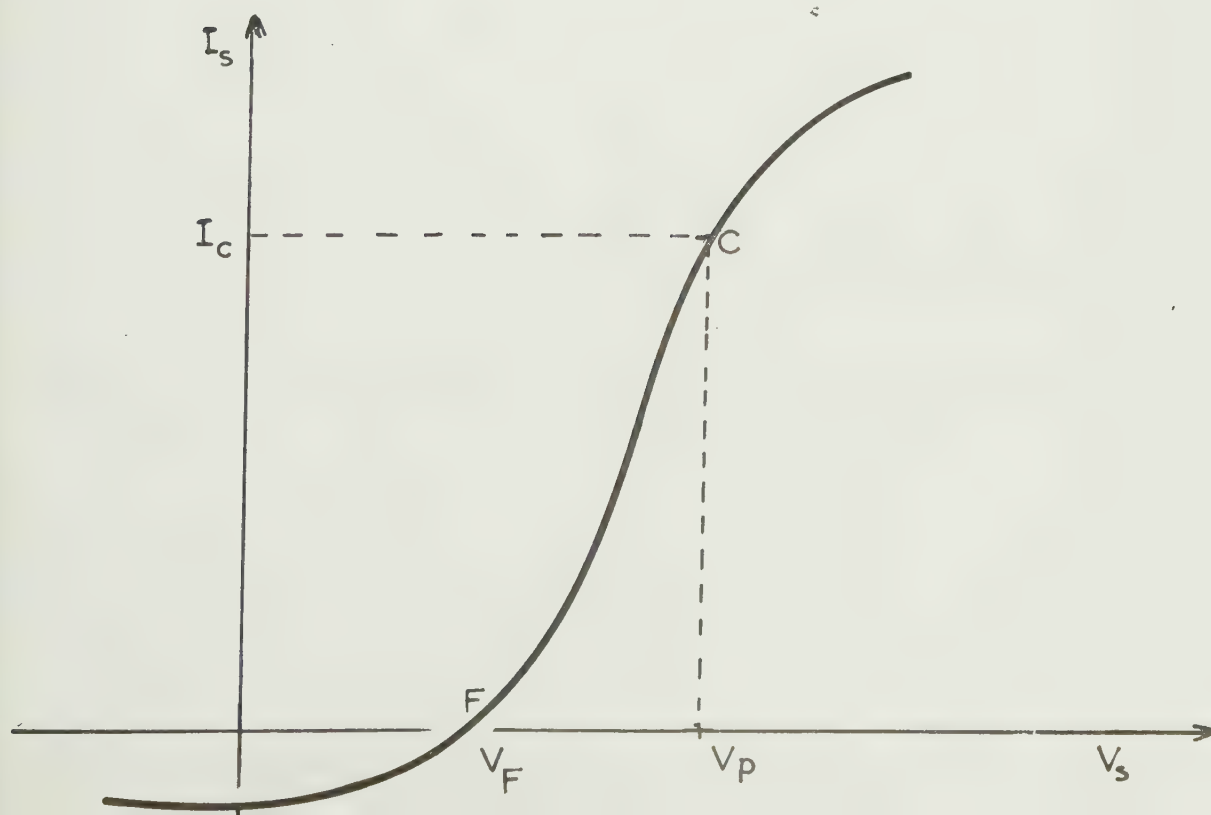
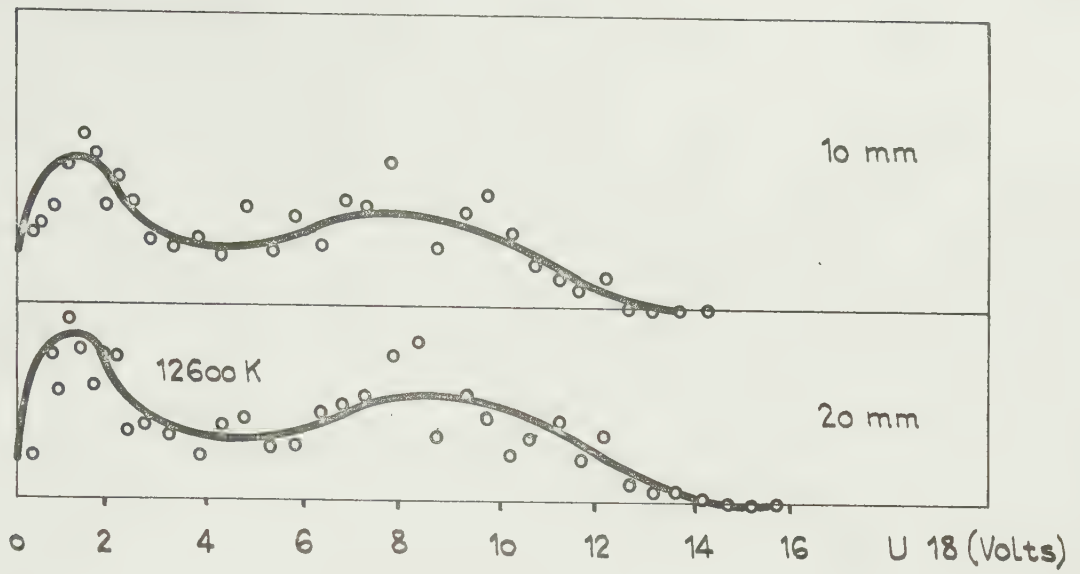


fig 12 Mesure de $I_s = f(V_s)$

fig 1-3 Caractéristique $I_s = f(V_s)$ pour une décharge d'Helium, potentiel de l'anode pris comme référence.







a - Caractéristiques des sondes

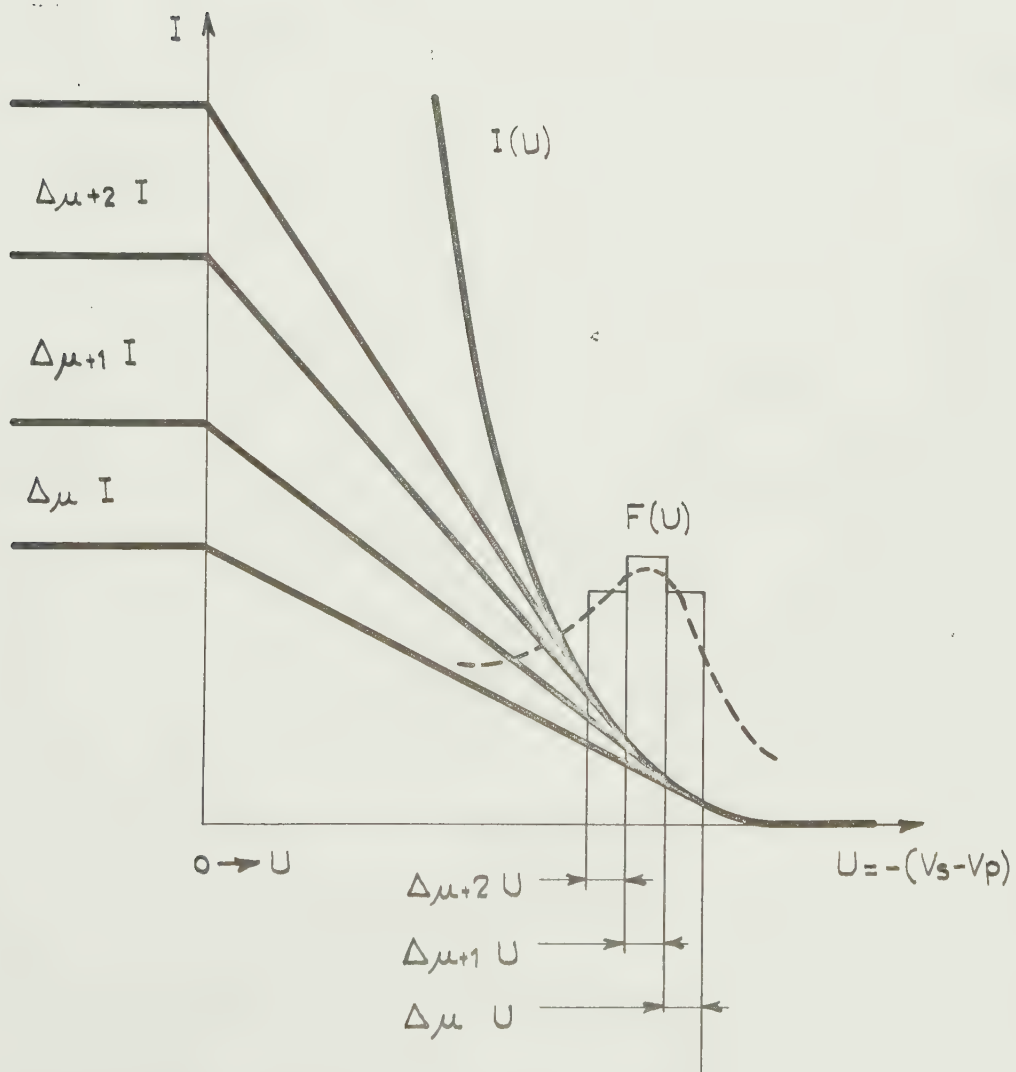
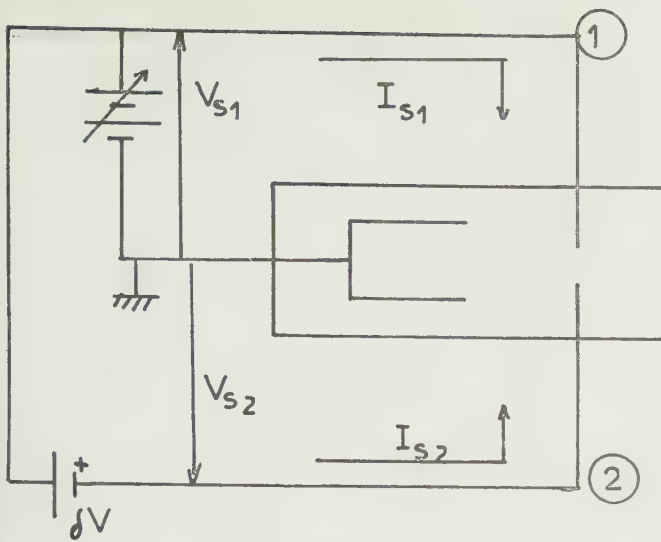
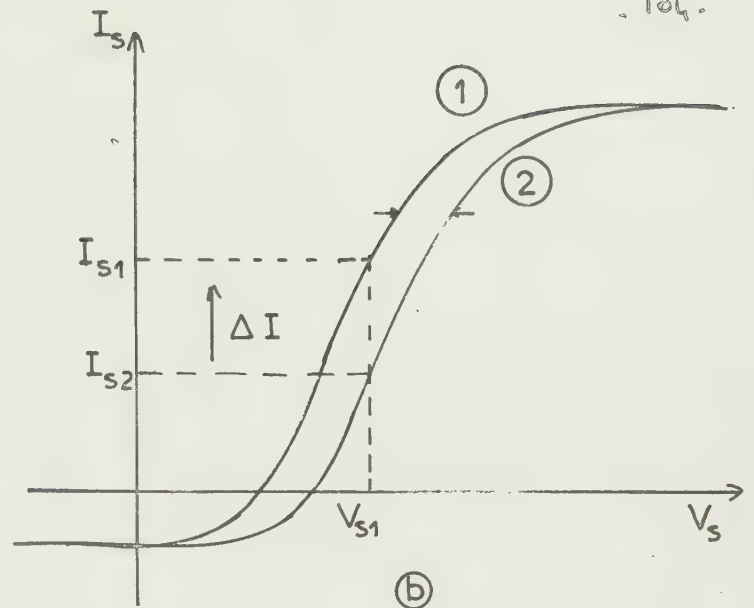


Fig. 1.5 - Double différentiation graphique (d'après Médicus)



a



b

Fig 1-6 Dispositif à deux sondes permettant d'obtenir

$$\frac{dI_s}{dV_s} = \lim_{\delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\delta V}$$

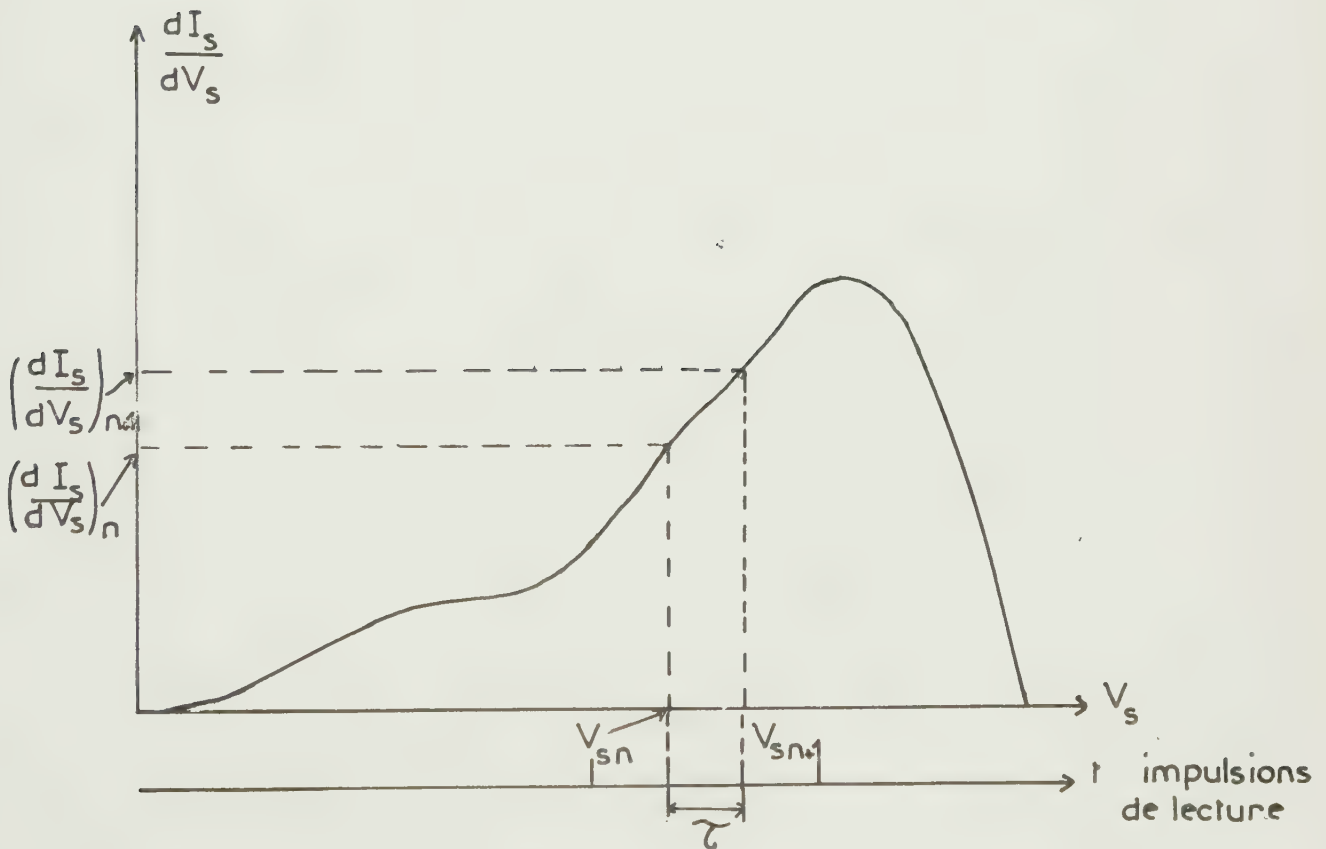


Fig 1-7 Principe de la mesure à partir de la dérivée première

$$\frac{dI_s}{dV_s}, \text{ de la dérivée seconde: } \frac{d^2I_s}{dV_s^2} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\left(\frac{dI_s}{dV_s}\right)_{n+1} - \left(\frac{dI_s}{dV_s}\right)_n}{V_{sn+1} - V_{sn}}$$

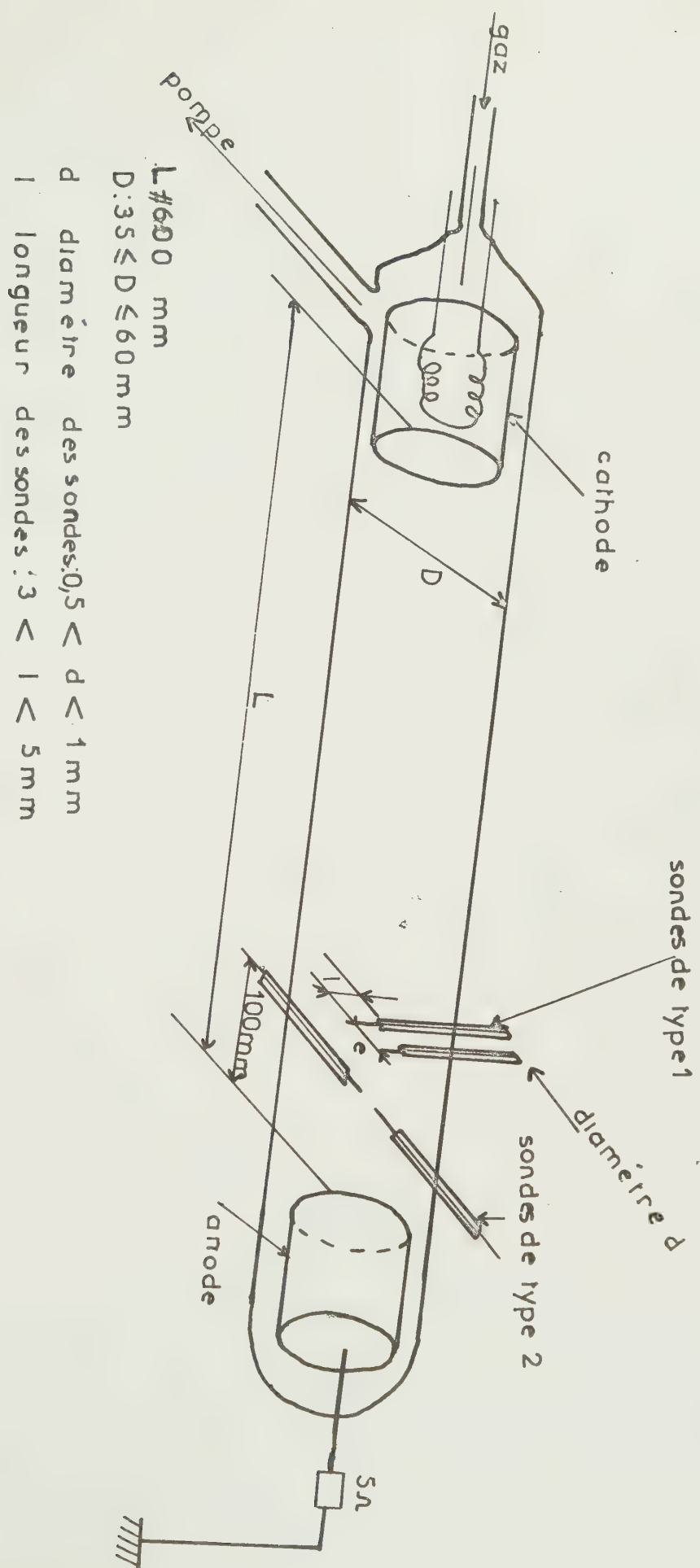
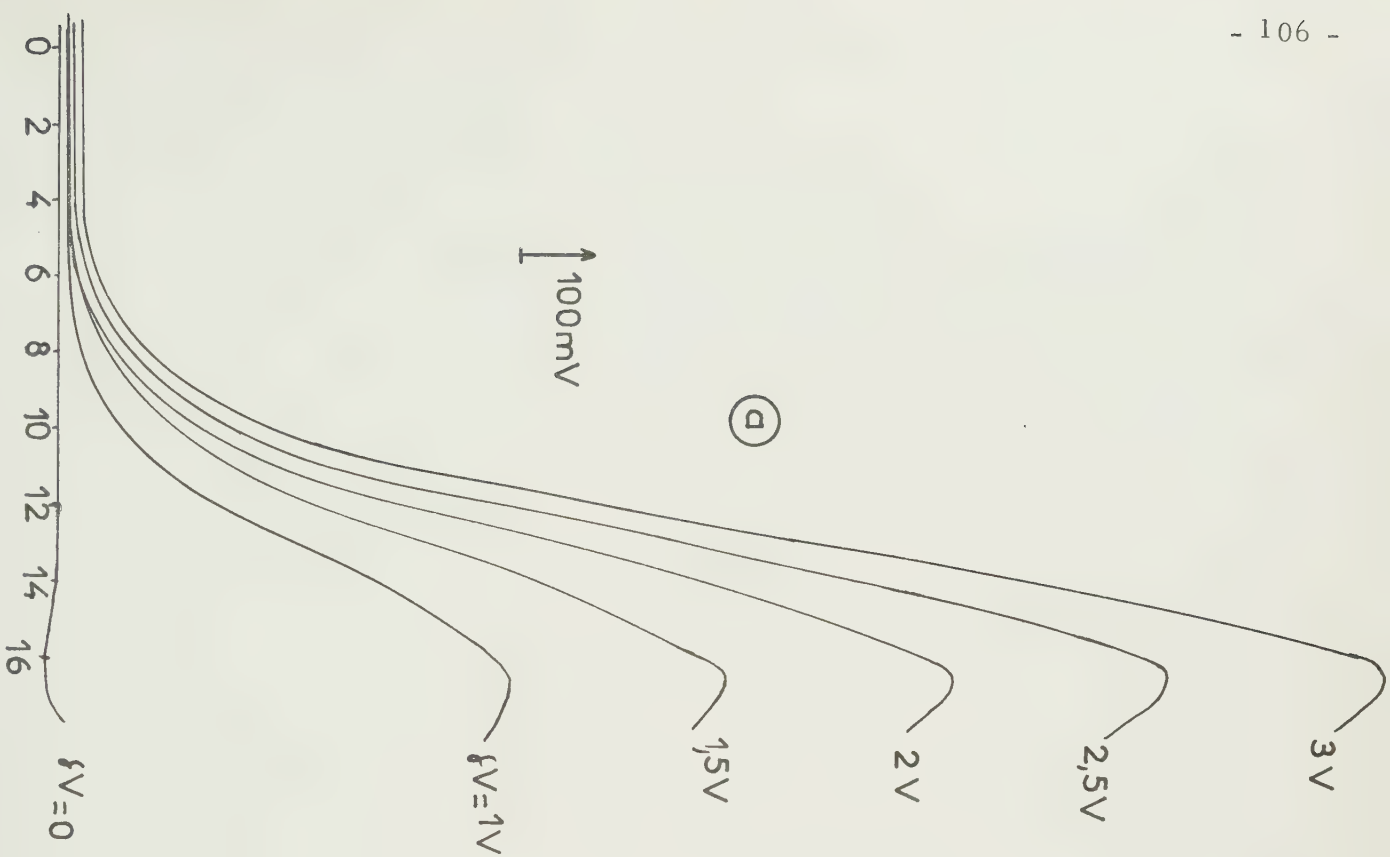


FIG2.1 Tube à décharge



$P = 0,2 \text{ torr, He}$
 $I = 100 \text{ mA}$

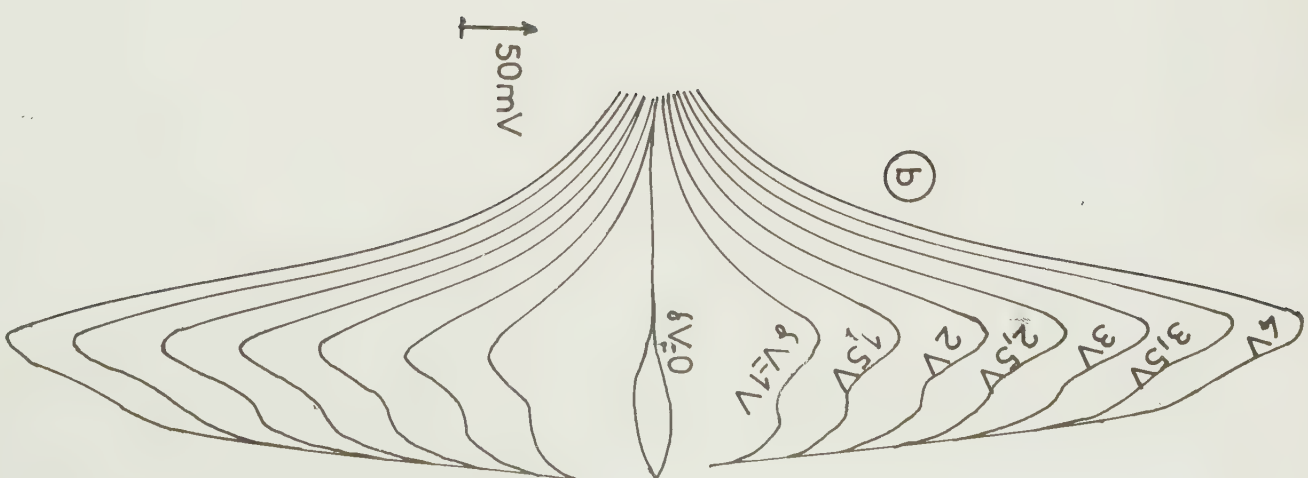


Fig 2 - 2 Signal "dérivée première" (a) et signal "dérivée seconde" (b) en fonction de δV

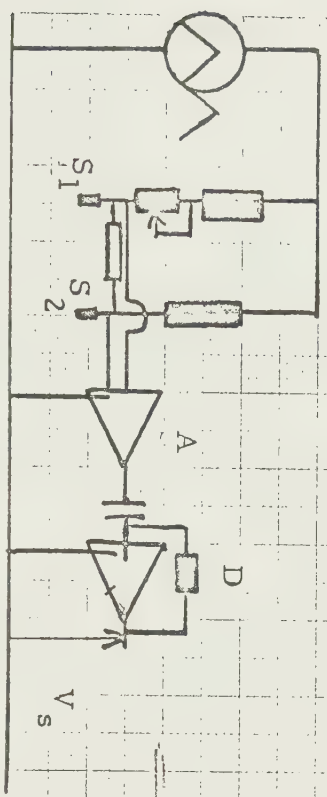


Schéma du montage utilisé pour le réglage
du pont de résistances : S_1 et S_2 sondes
A amplificateur - D dérivateur

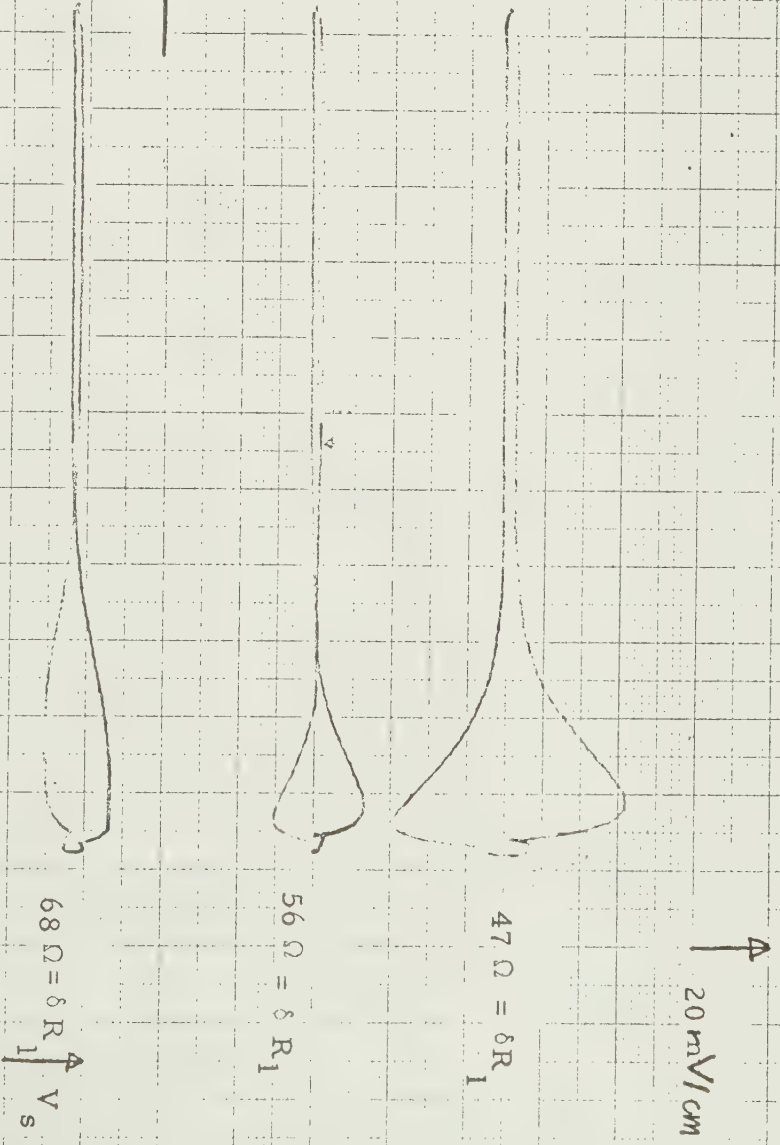


Figure 2-3 : Réglage du pont de résistances . On cherche la
valeur δR_1 du rhéostat conduisant à un signal V_s mesuré
minimum ; on voit que $56 < \delta R_1 < 68 \Omega$

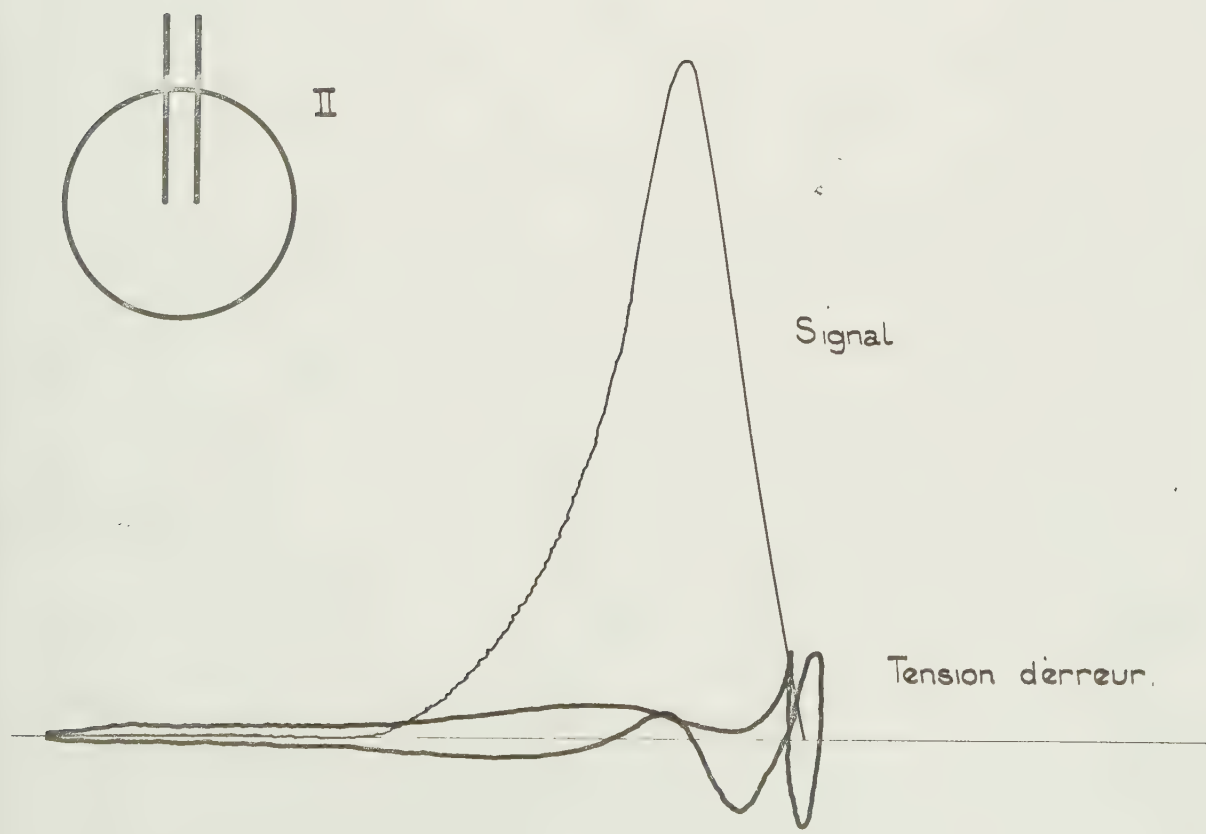
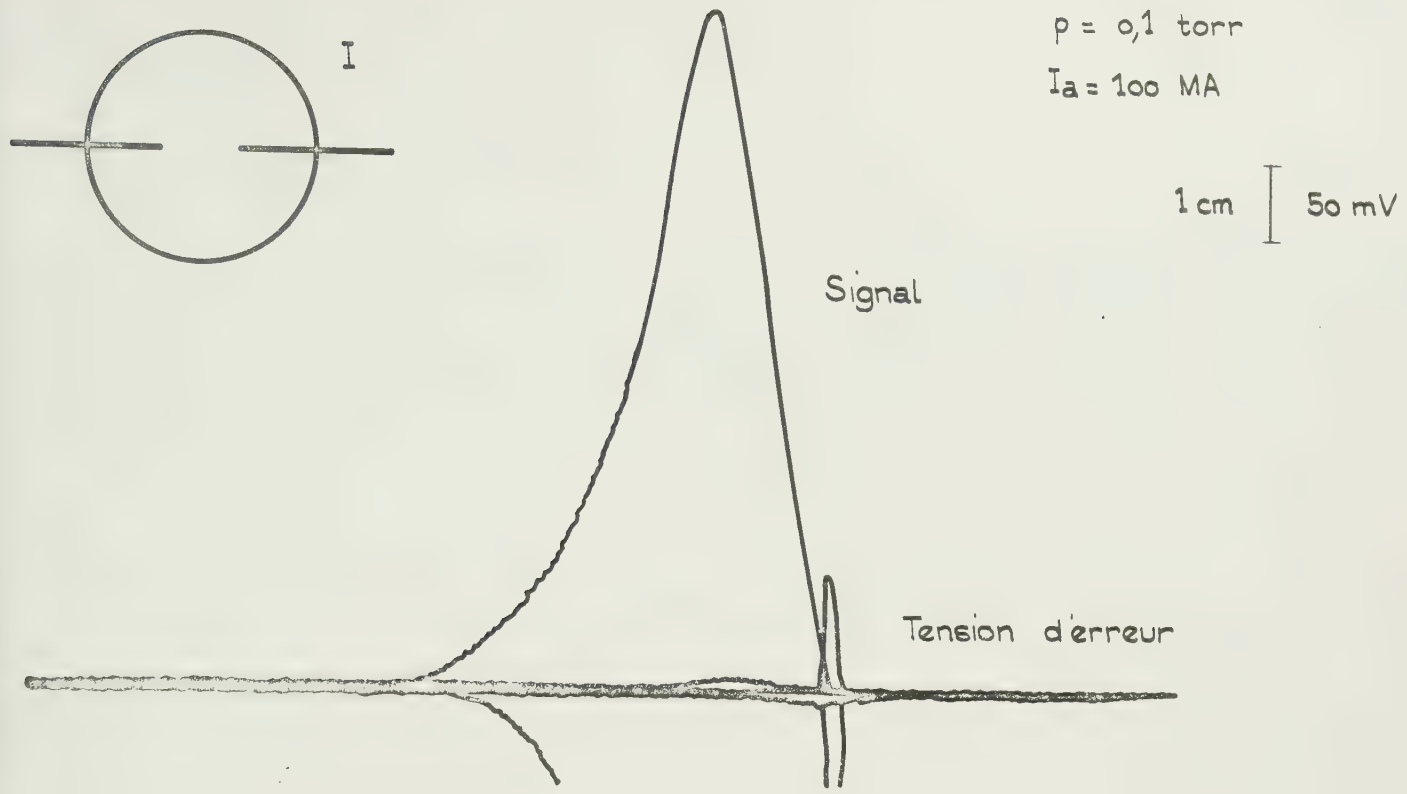


Fig. 2.5 . Erreur due a la disposition des sondes

(En ordonnée 1cm = 50 mV)

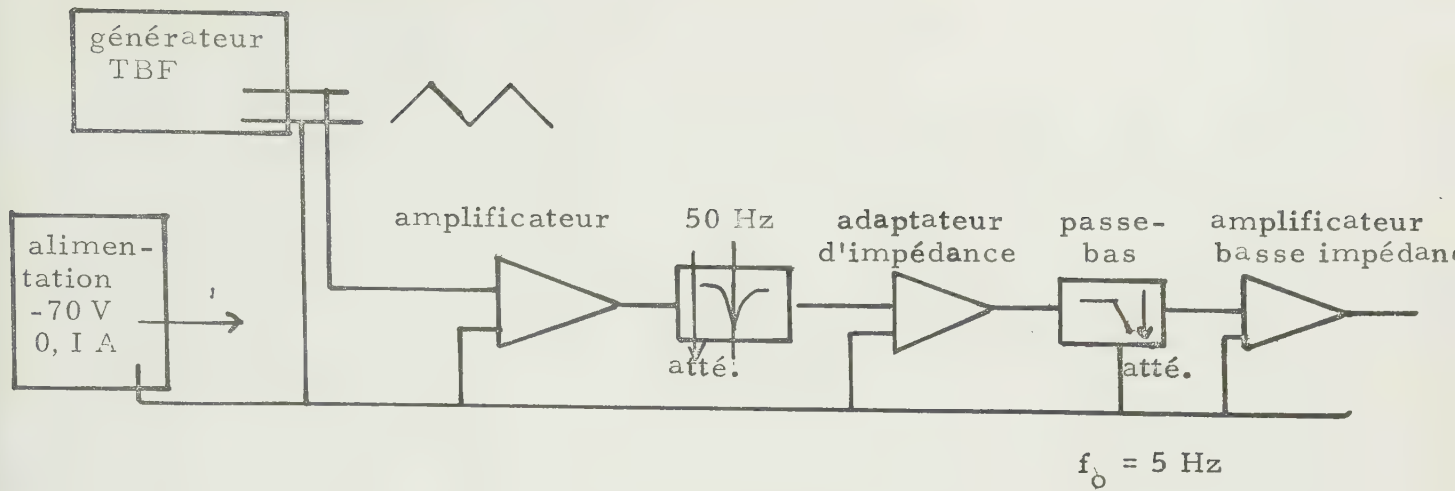
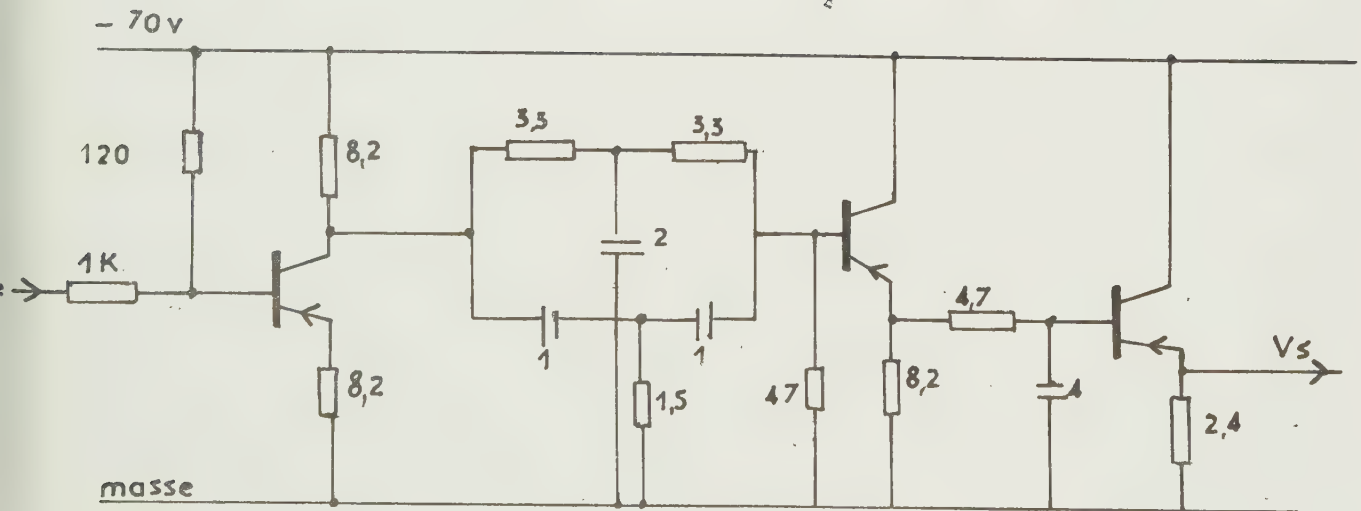


Figure 2-6 a : Amplificateur de balayage
schéma synoptique



- les transistors sont du type 2254 dont les caractéristiques sont :
PNP Si, Puissance dissipée(25°) 25 W, $V_{CCO} = 80 V$, $I_C = 3 A$, $\beta = 60$
- les éléments du double Té sont ajustés à 1%

Figure 2-6 b : Schéma de détail des circuits (Les valeurs des résistances sont données en $k\Omega$ celles des capacités en μF)

dérivée statique

a).



tension de sortie amplificateur à 42 V ; balayage 20 s/cm ; niveau 200 mV/cm

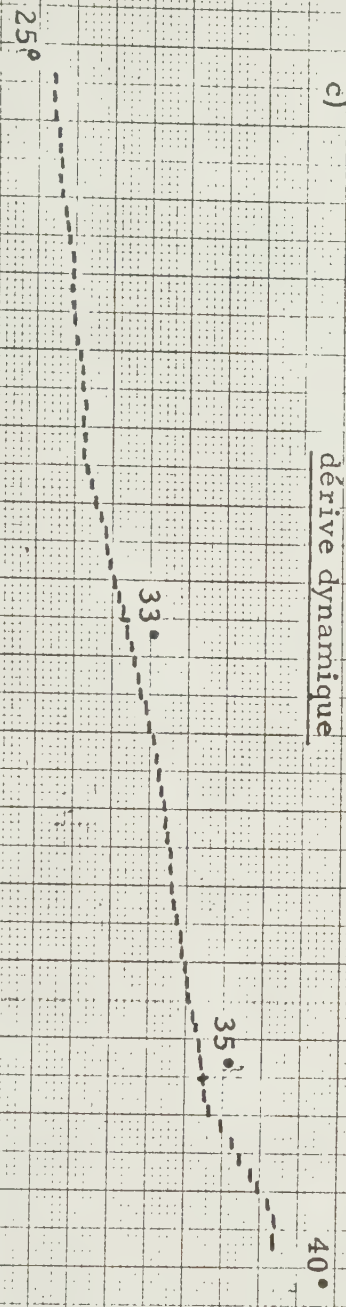
b)



tension de sortie de l'amplificateur 30 V,

c)

dérive dynamique



tension de sortie de l'amplificateur (-10, -50 V) ; balayage 20 s/cm ; niveau 200 mV/cm

FIGURE 2-7 : Dérives de l'amplificateur de balayage

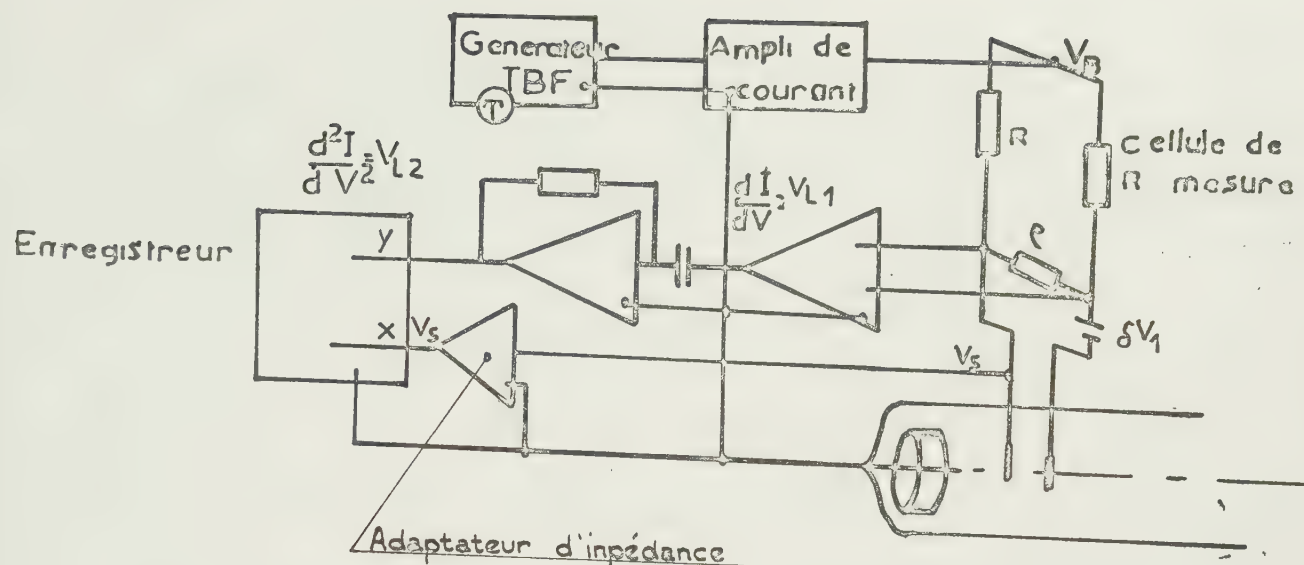


Fig 3.1 Enregistrement de la FDE

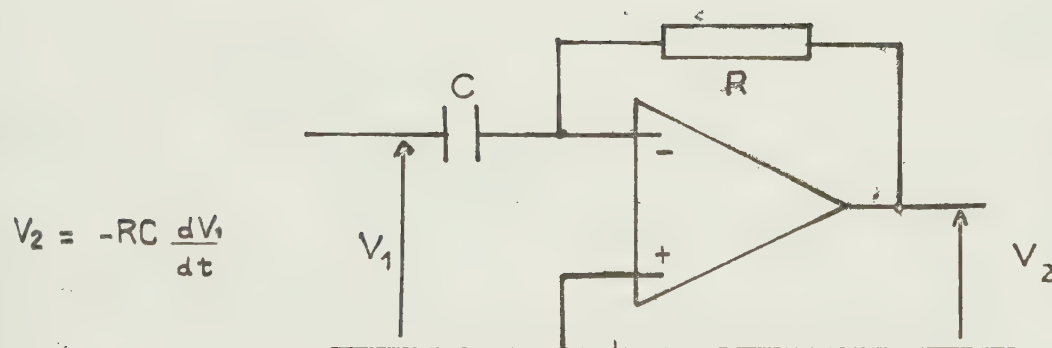


Fig 3.2 Circuit dérivateur

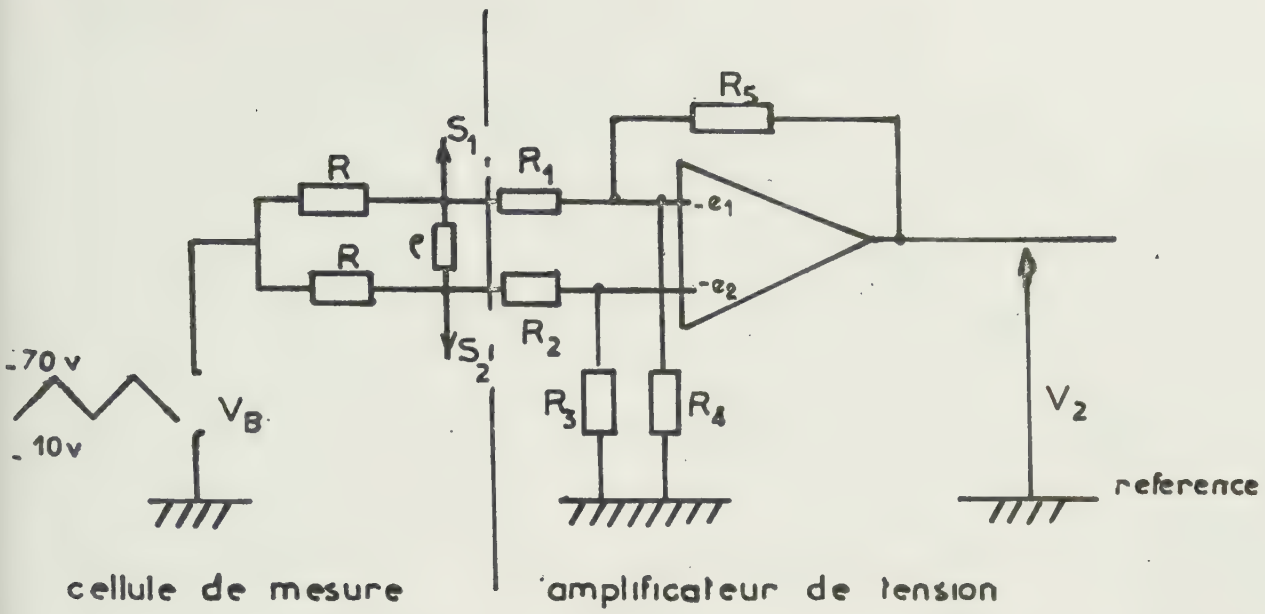


Fig 3.3 Amplificateur d'entrée (schema de principe)

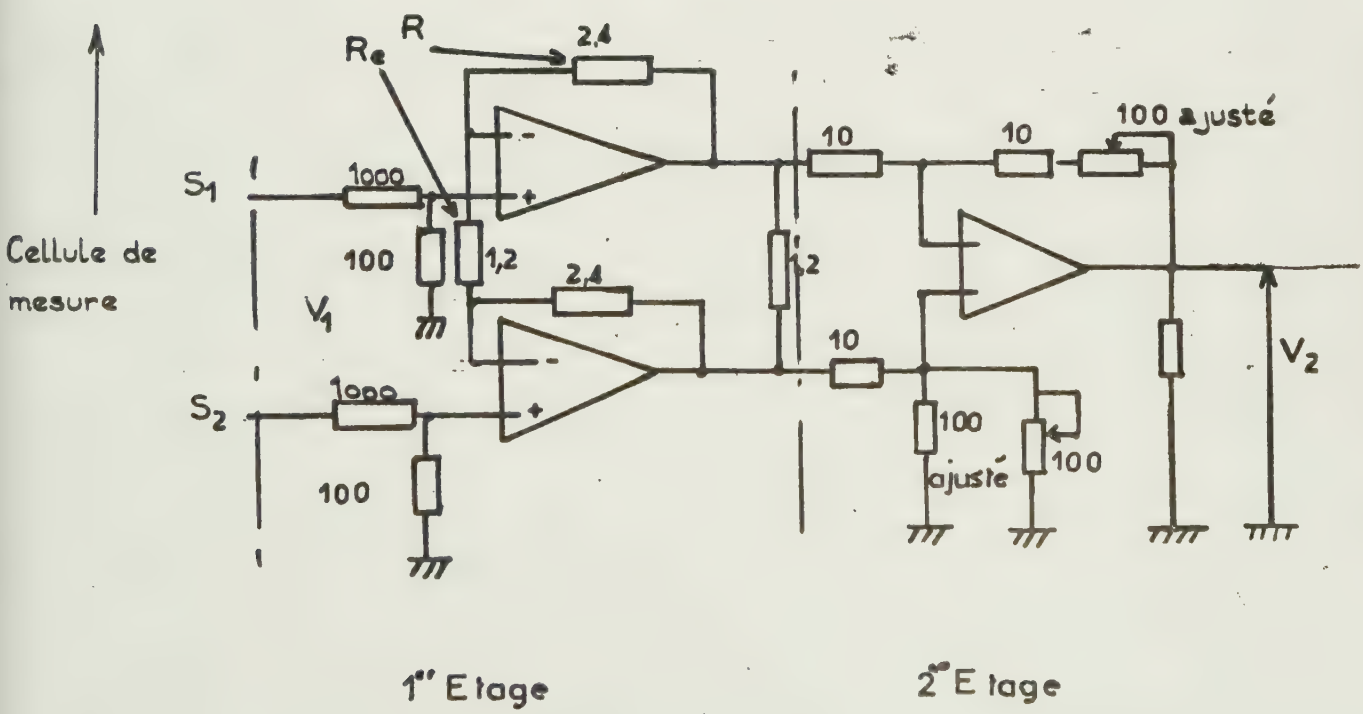


Fig 3.4 Amplificateur d'entrée (schema pratique)
(Valeur des résistances en K Ω)



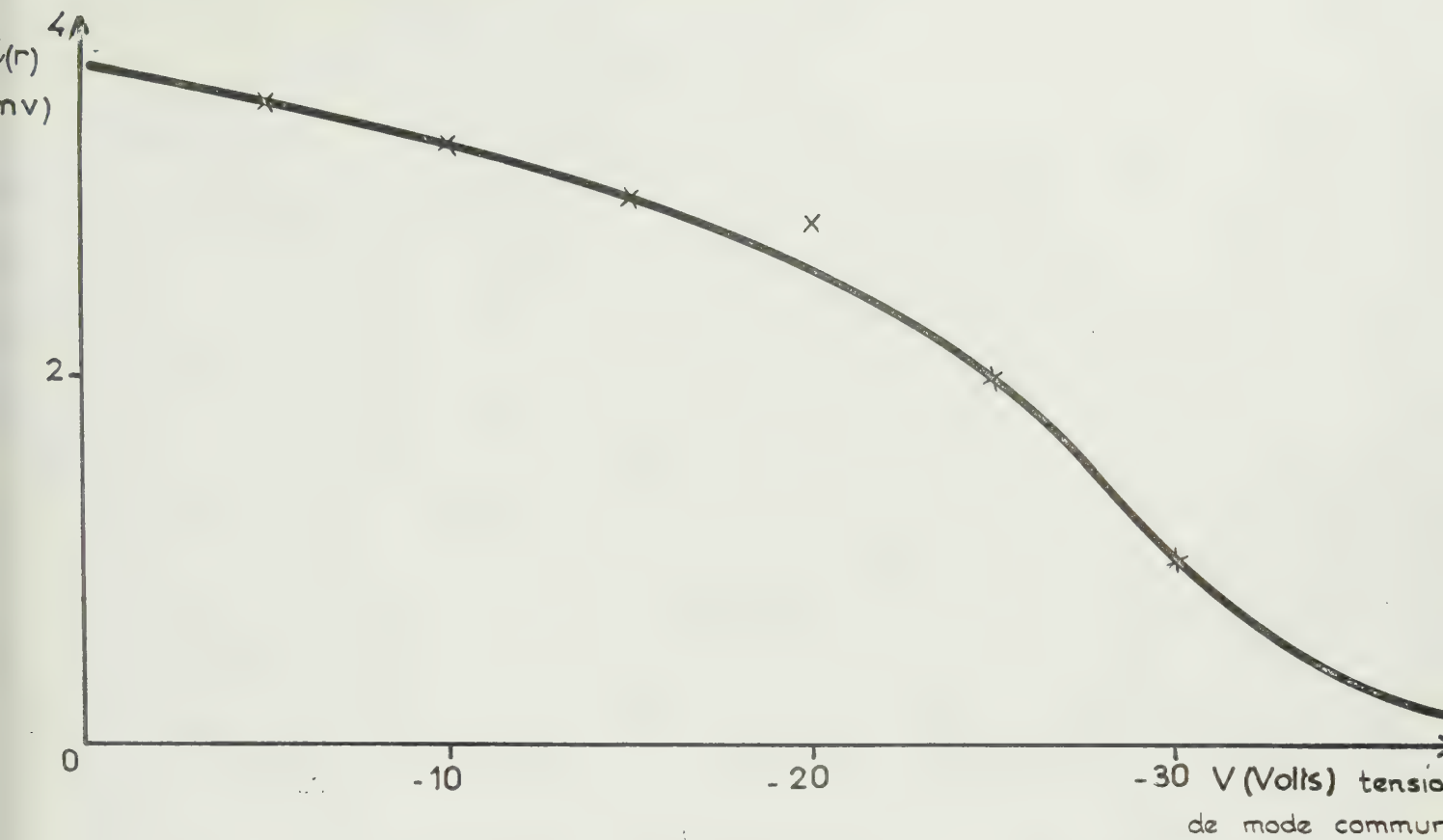


Fig 3.6.a Erreur en mode commun $E(r)$ fonction de la tension appliquée

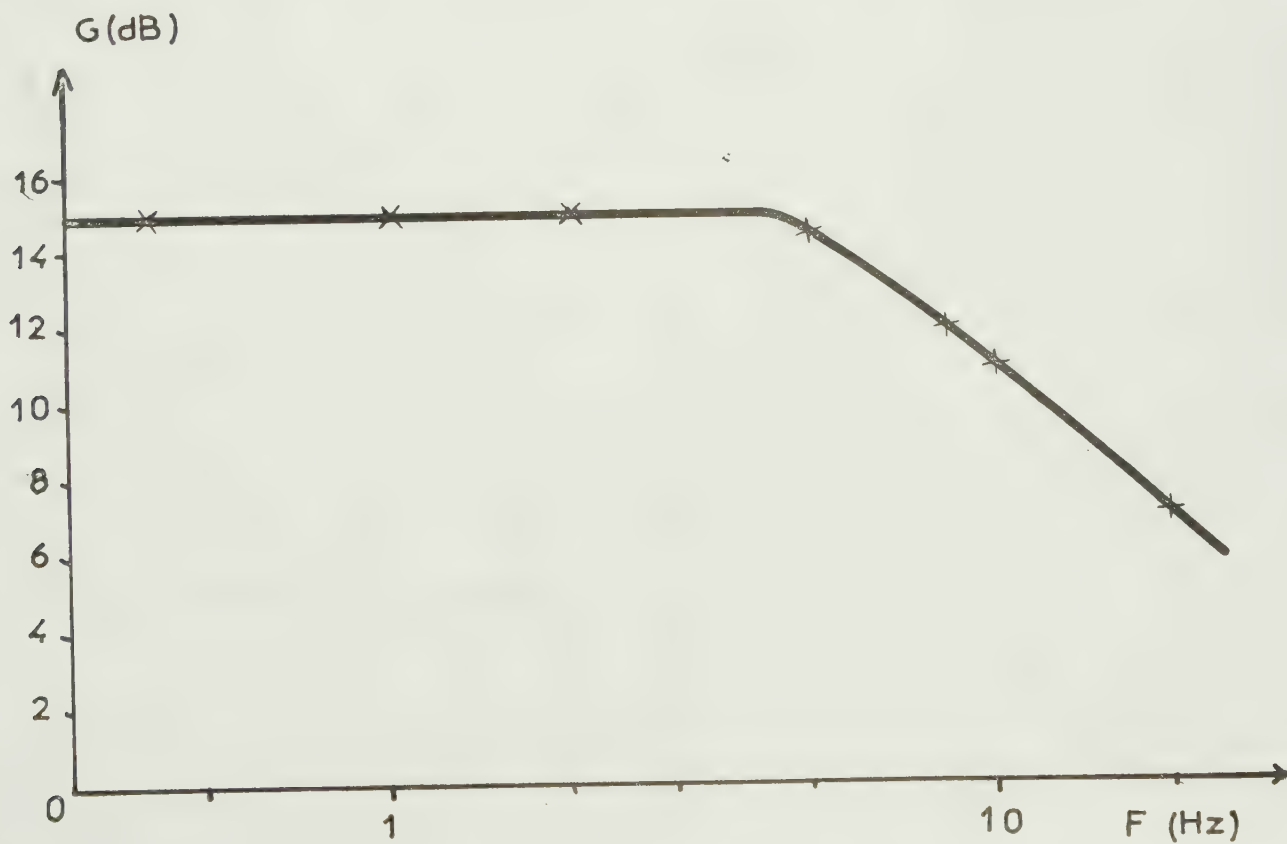


Fig3.6 b Reponse en frequence du montage



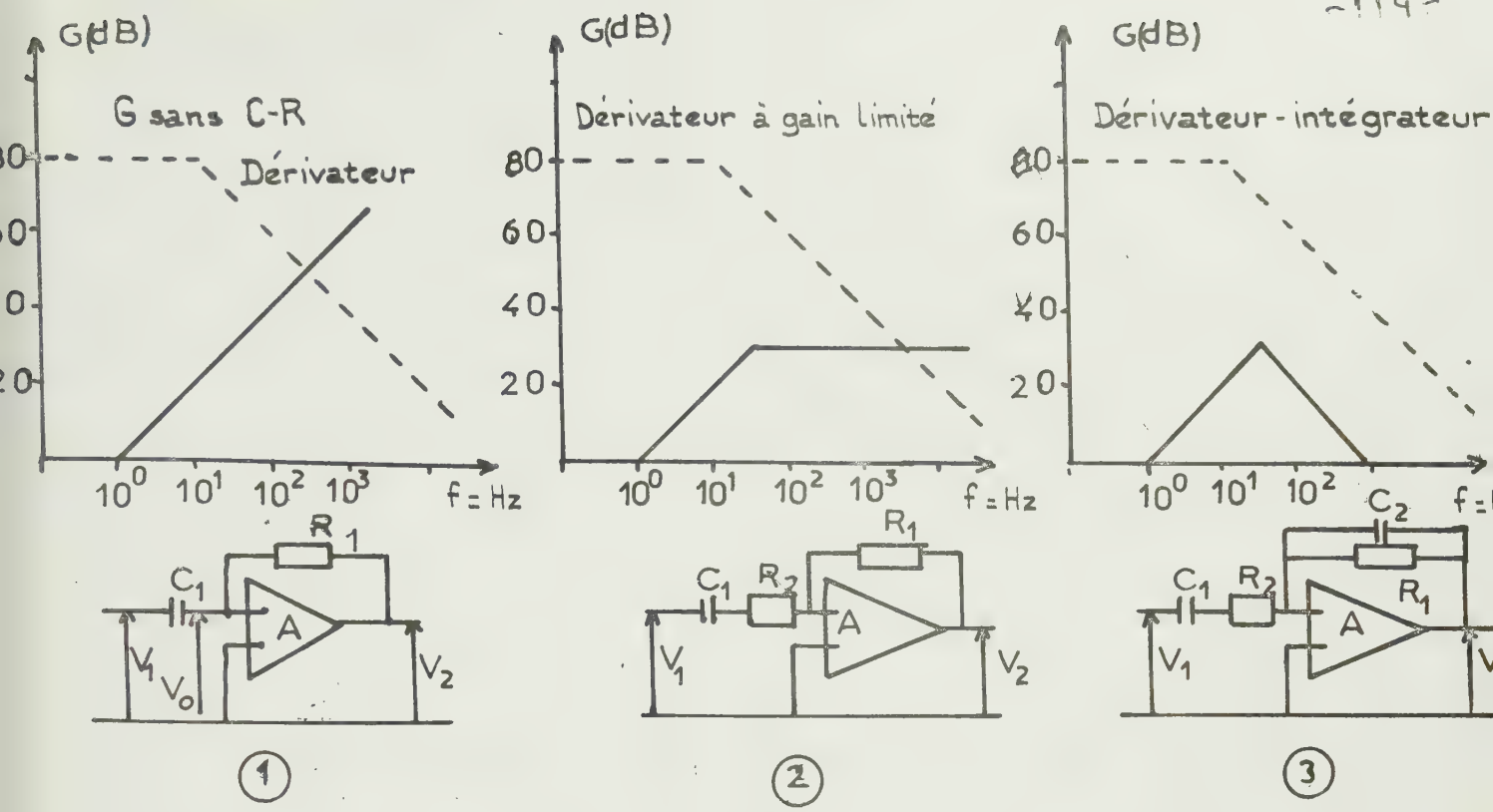


Fig. 3.8. Montages utilisés comme dérivateurs en T.B.F.

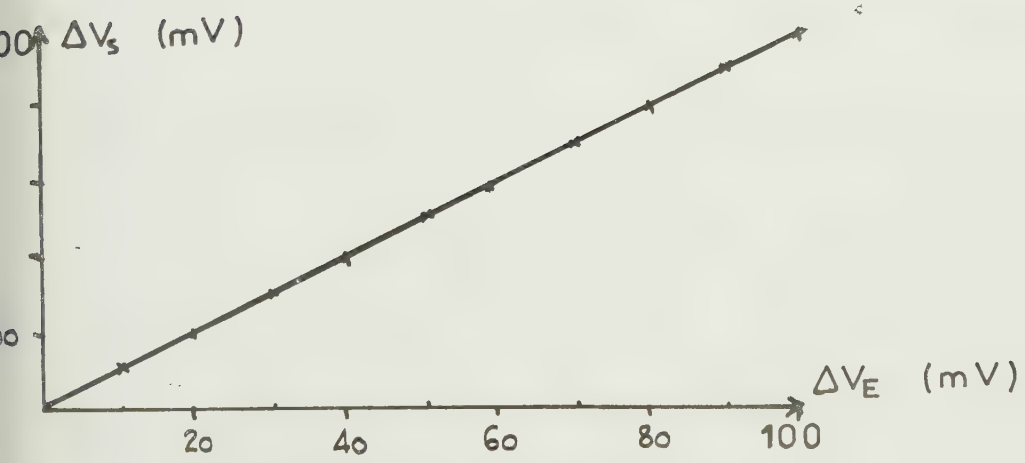
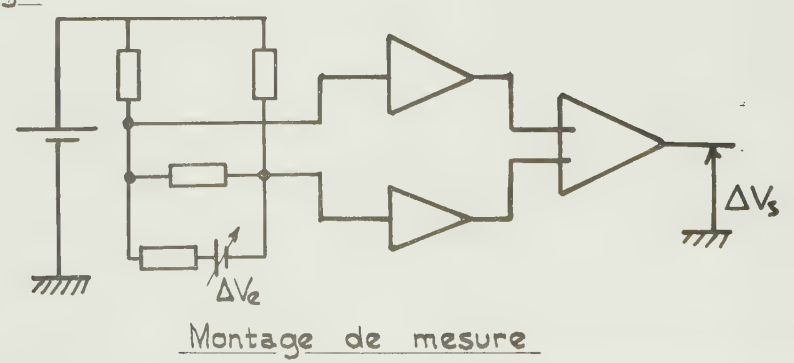
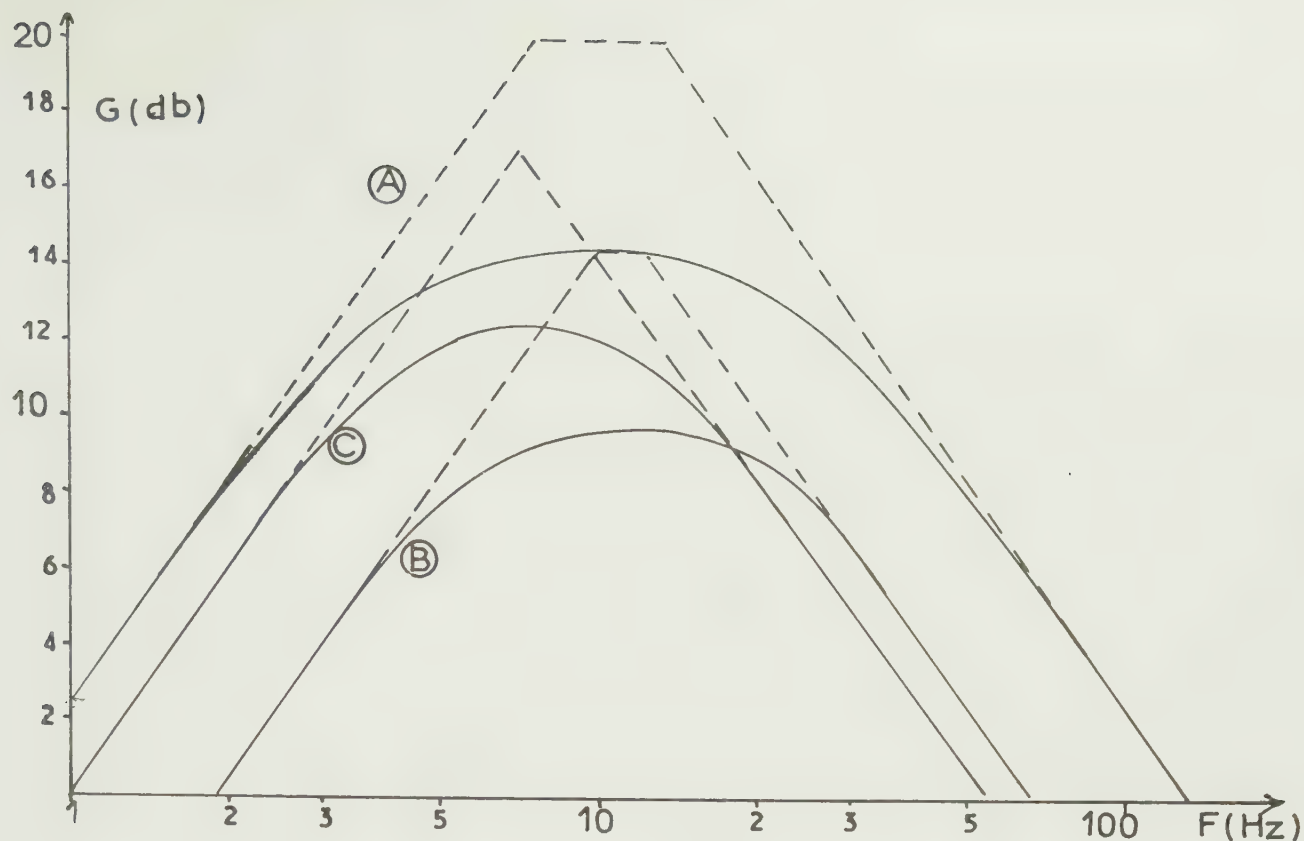


Fig. 3.7. Linéarité du montage





$$G = \frac{V_{s2}}{V_{s1}} \begin{cases} A & C_1 = 2 \mu F & C_2 = 0,2 \mu F \\ B & C_1 = 2 \mu F & C_2 = 0,1 \mu F \\ C & C_1 = 2 \mu F & C_2 = 0,2 \mu F \end{cases}$$

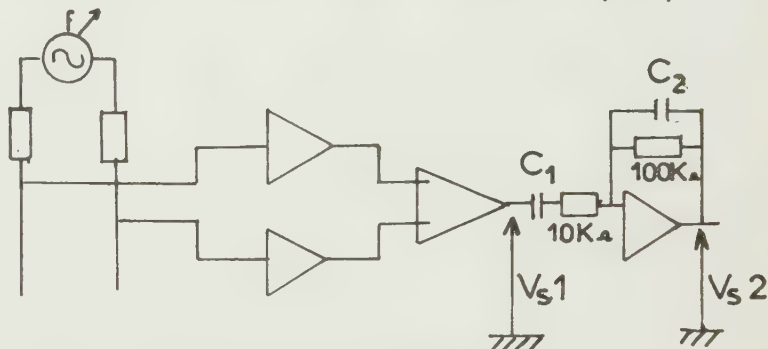


Fig 3-9 Réponse en fréquence du circuit dérivateur - intégrateur

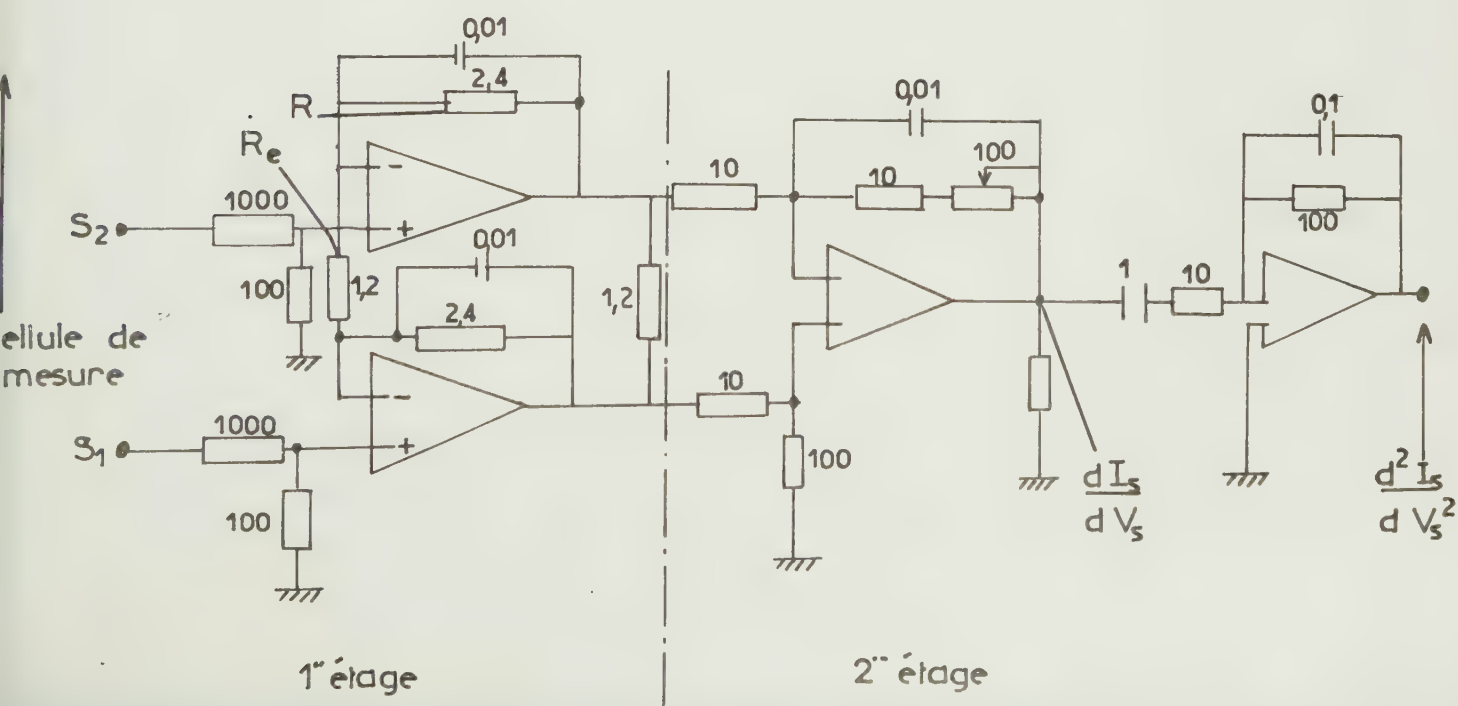


Fig 3-10 Schéma de détail du dérivateur analogique

(Resistance en K Ω , capacité en μF)



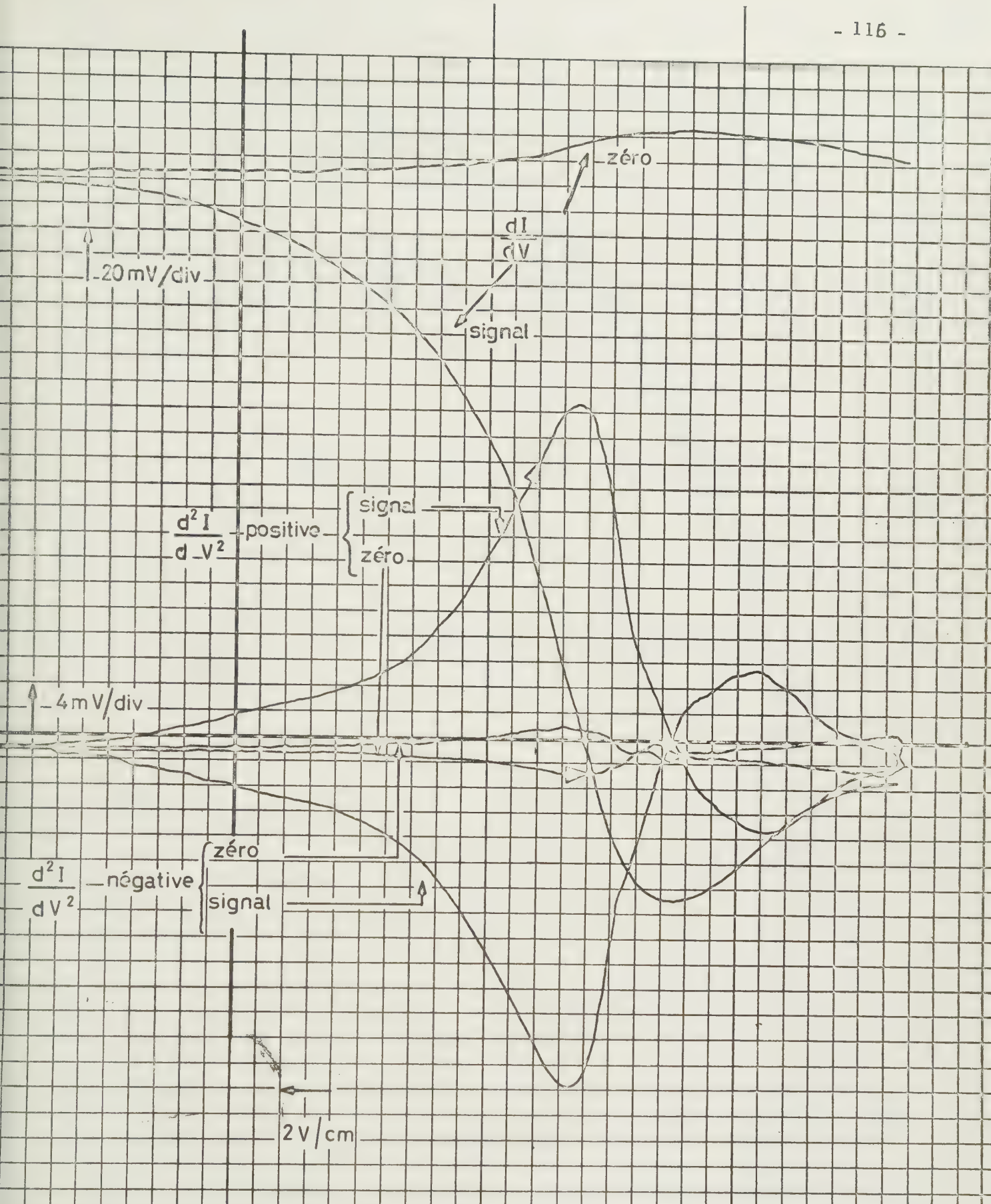


Fig 3.13 Dérivées première et seconde

($I=100 \text{ mA}$; $p=0,1 \text{ torr}$; Hélium)

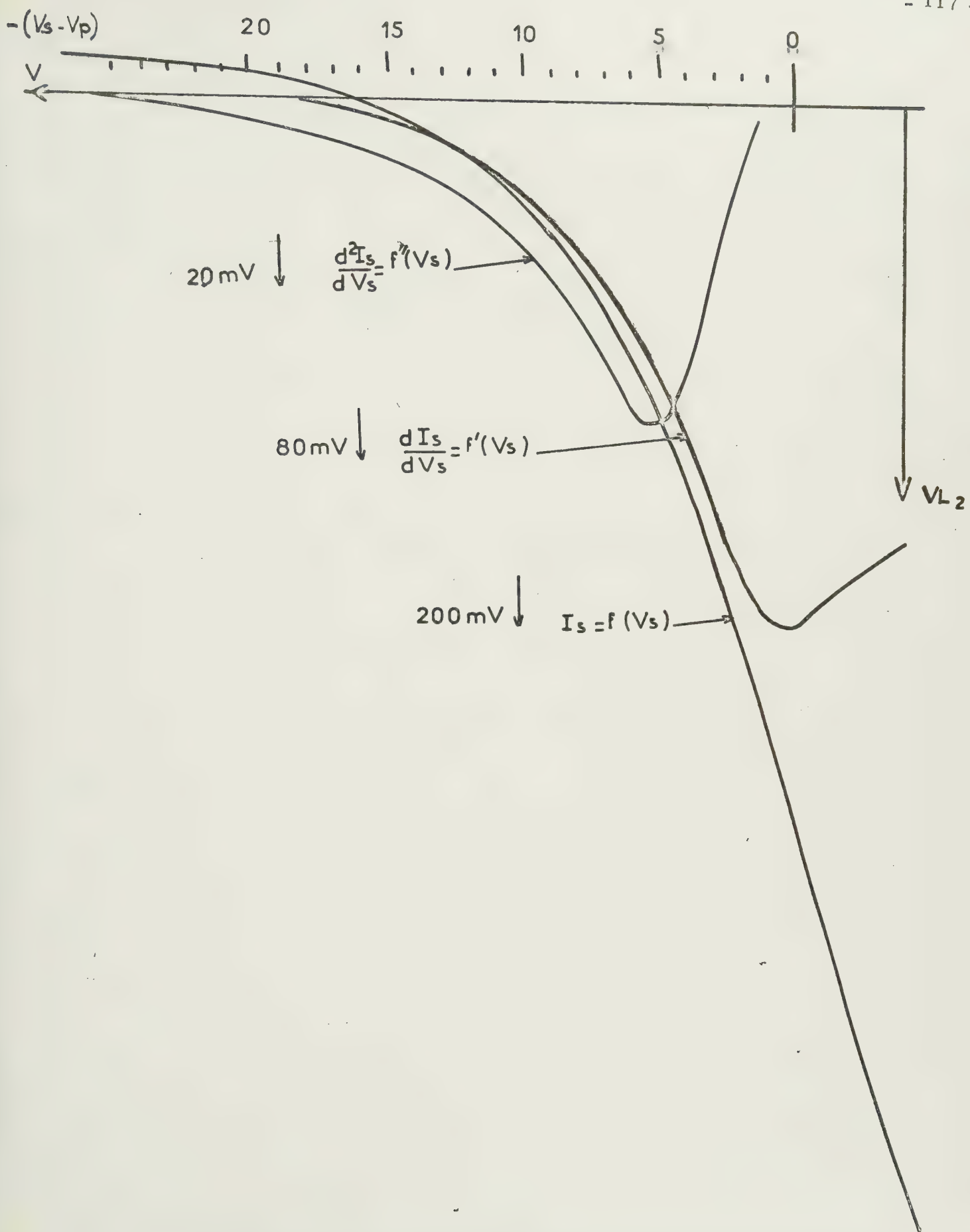


Fig.3.14. Enregistrement des caractéristiques de sonde et de ses dérivées

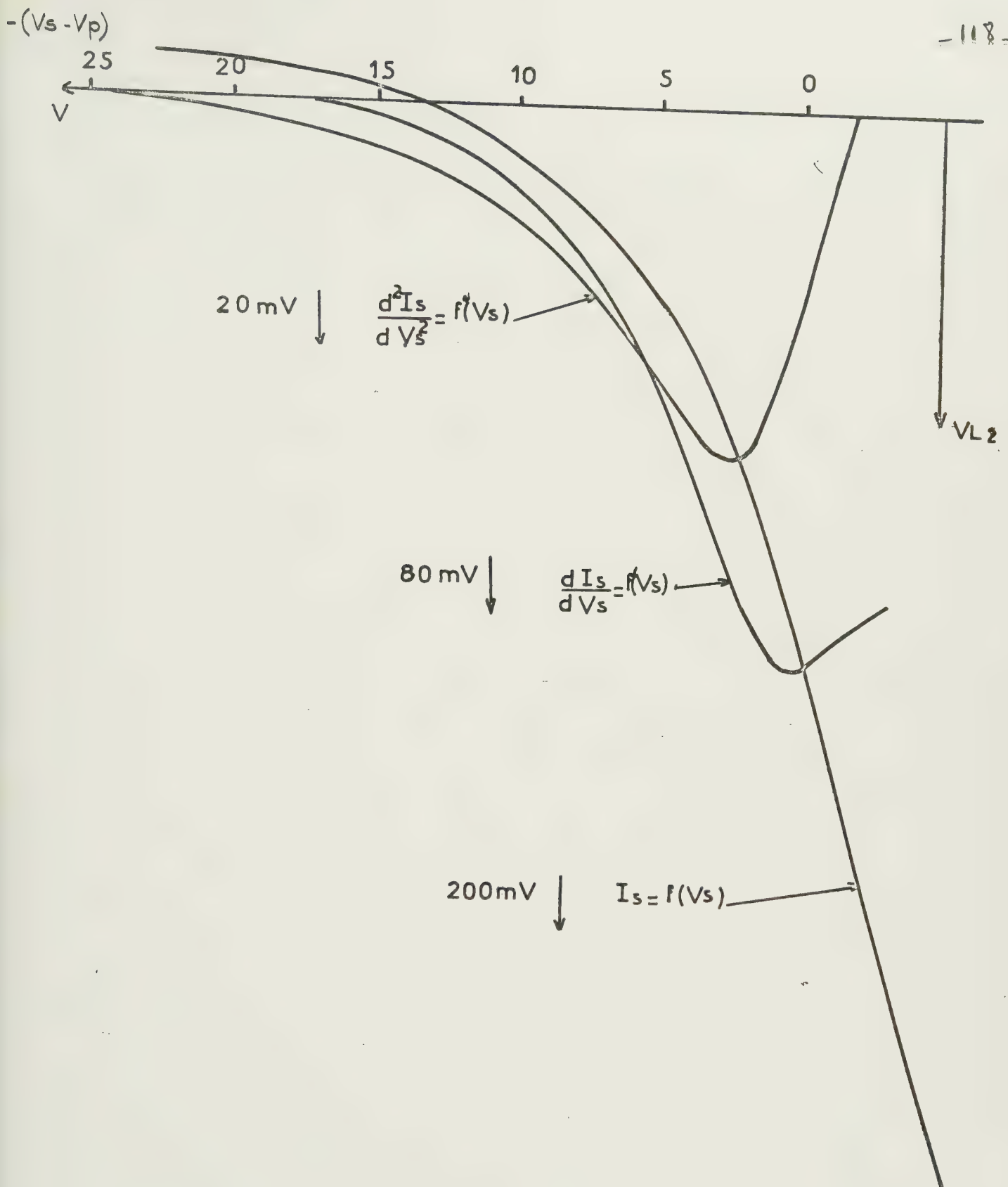


Fig. 3-15. Enregistrement des caractéristiques de sonde et de ses dérivées

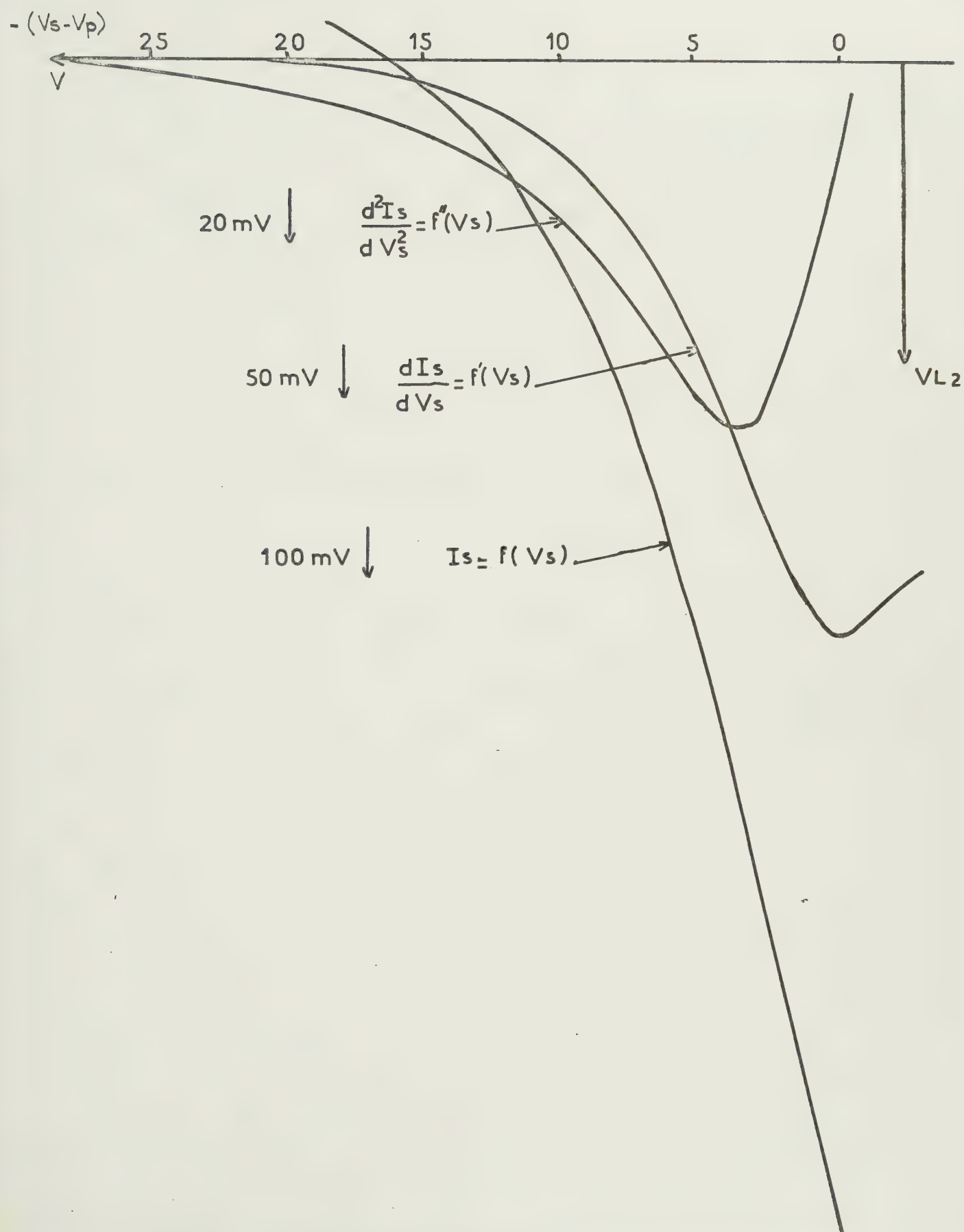
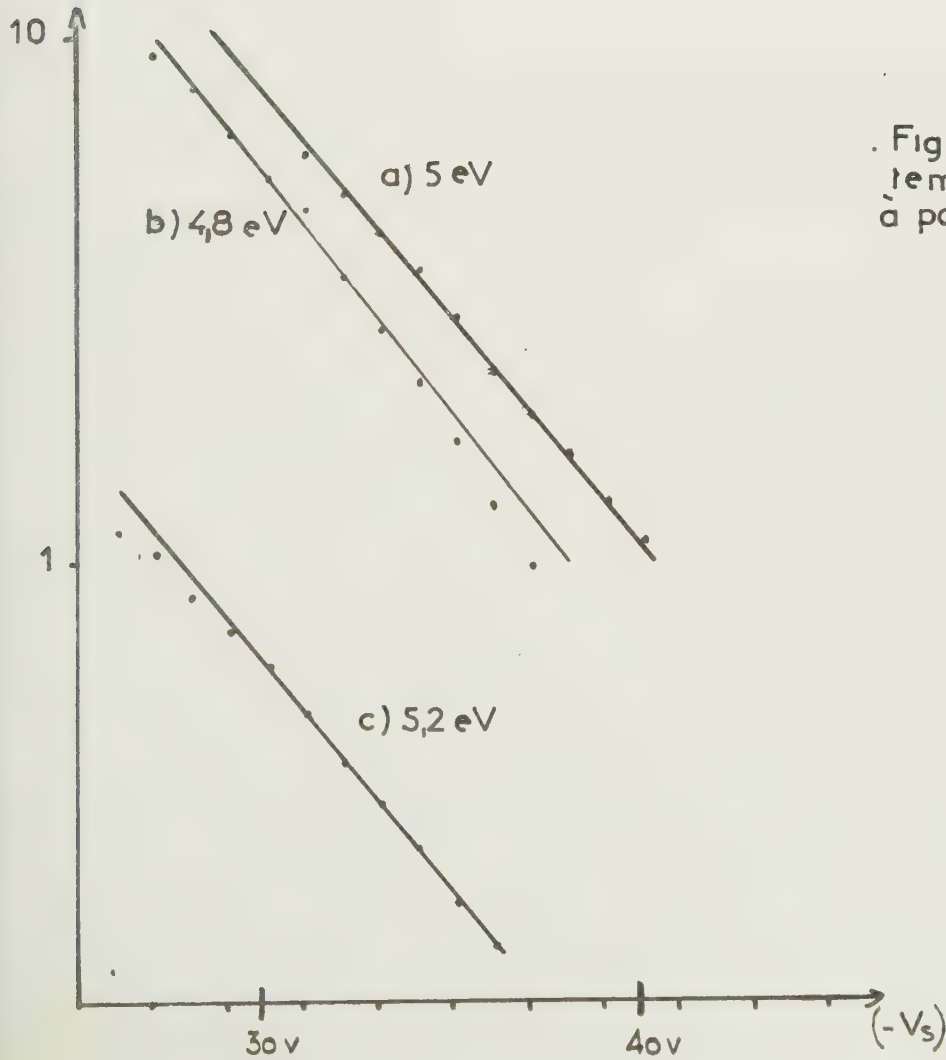
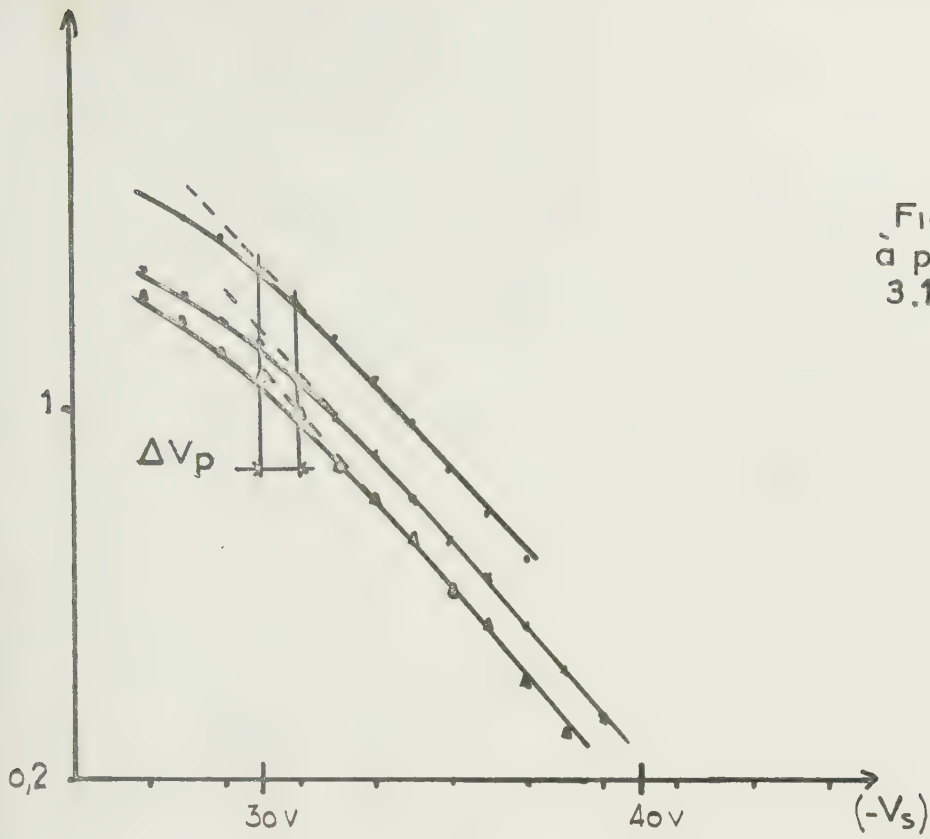


Fig 3.16 Enregistrement des caractéristiques de sonde et de ses dérivées



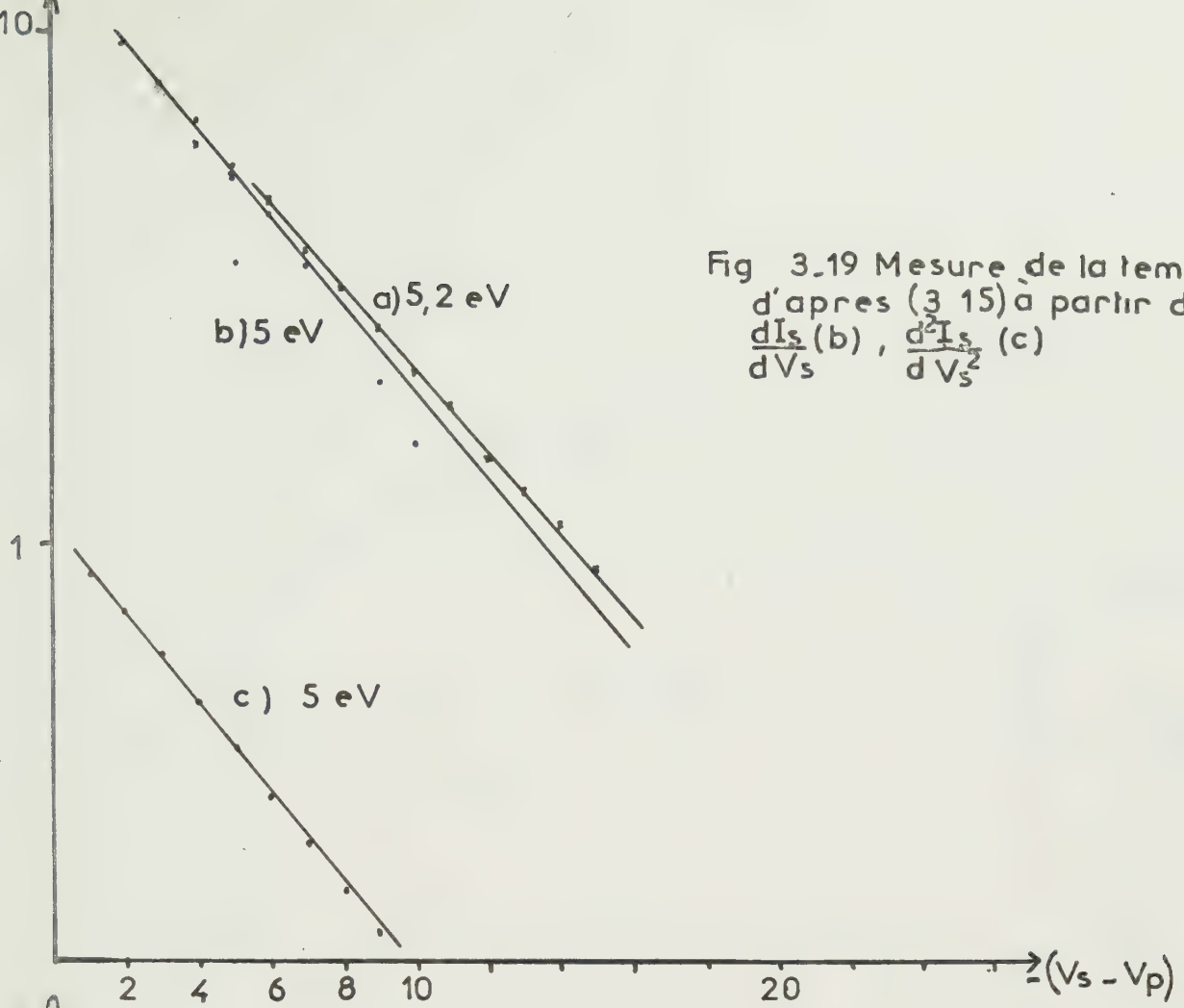


Fig 3.19 Mesure de la température d'après (3.15) à partir de I_s (a) $\frac{dI_s}{dV_s}$ (b), $\frac{d^2I_s}{dV_s^2}$ (c)

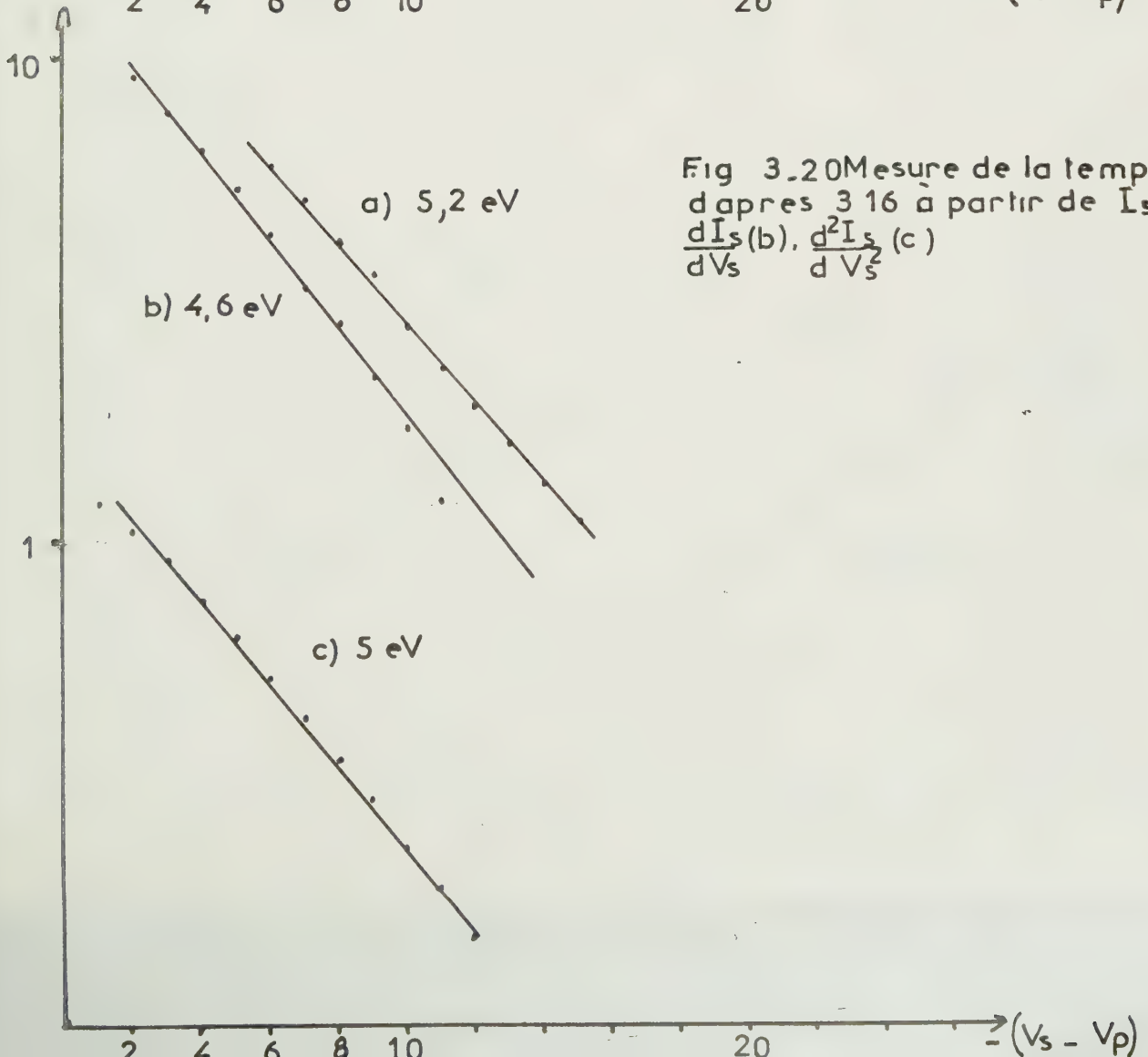


Fig 3.20 Mesure de la température d'après 3.16 à partir de I_s (a) $\frac{dI_s}{dV_s}$ (b), $\frac{d^2I_s}{dV_s^2}$ (c)

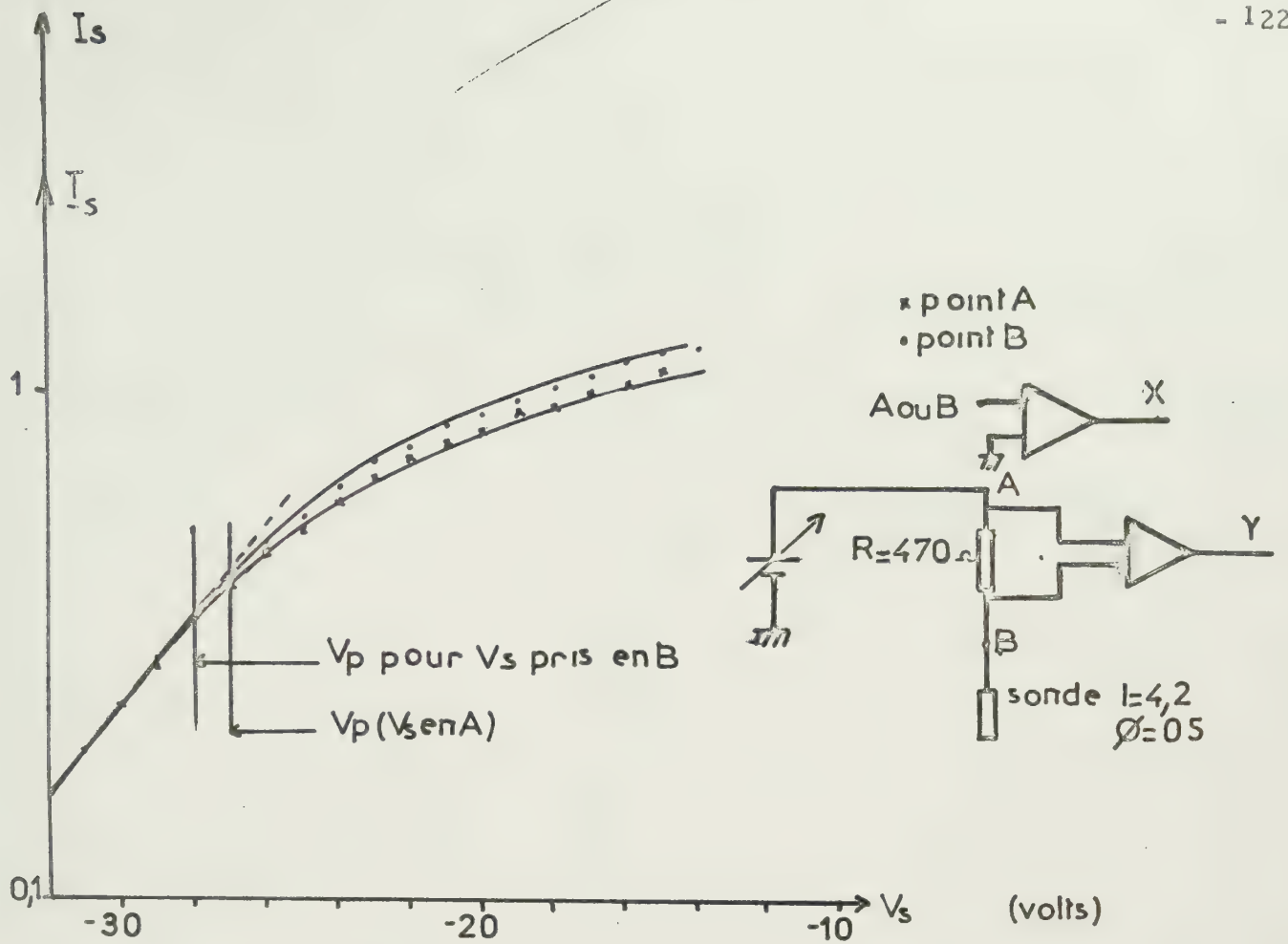


Fig 3.21. Evaluation de V_p

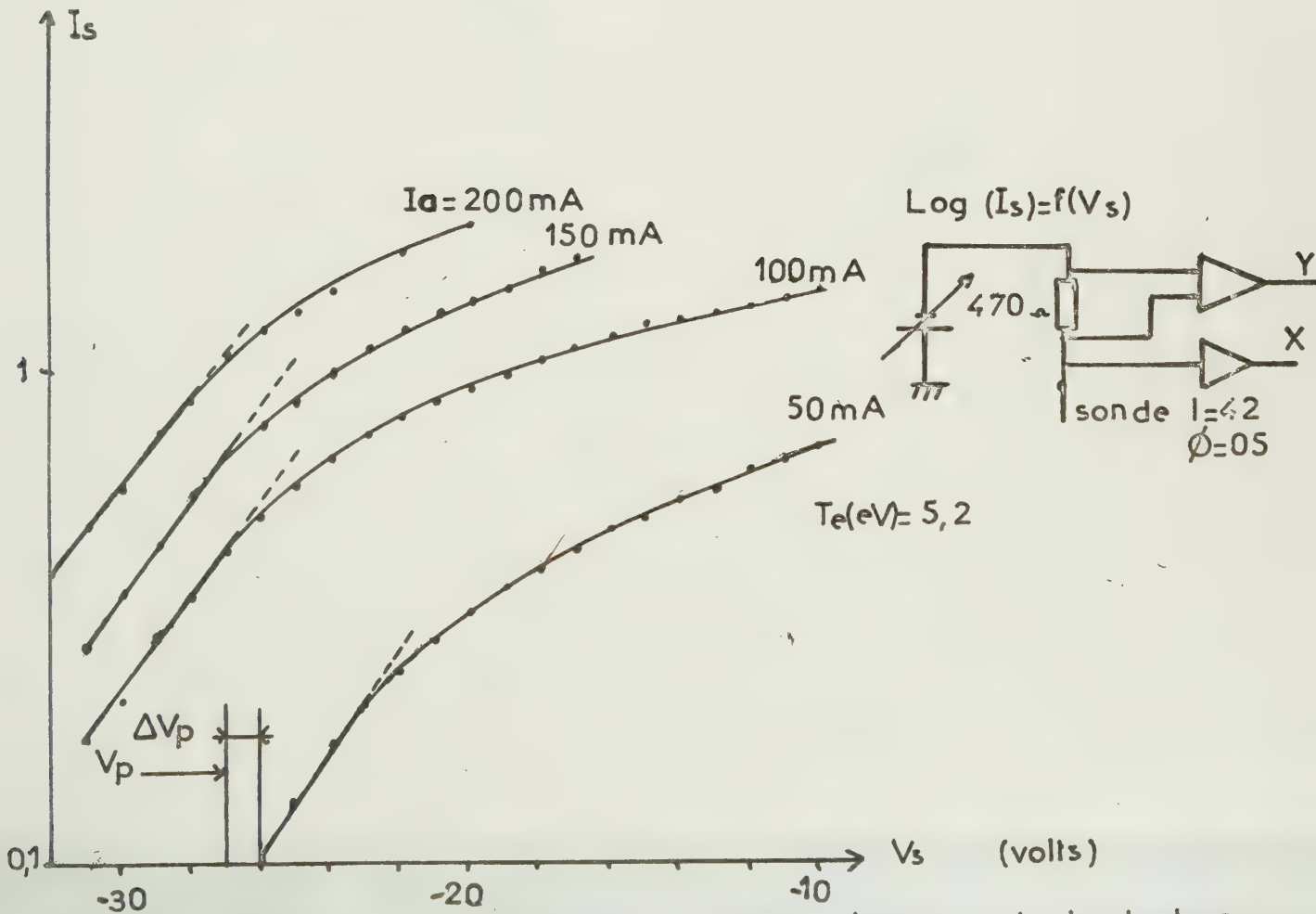


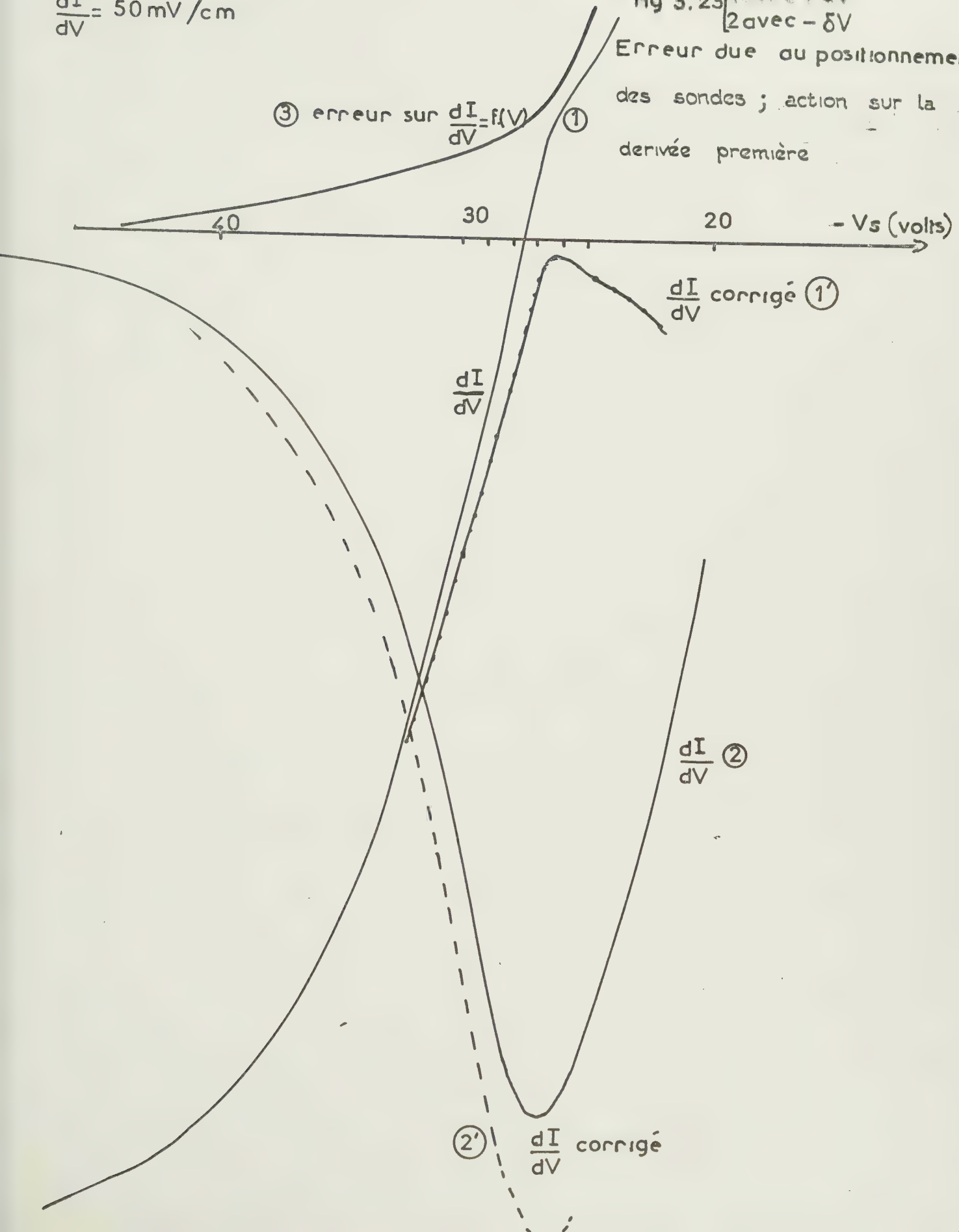
Fig 3.22. Variation de V_p en fonction du courant de decharge

$$\frac{dI}{dV} = 50 \text{ mV/cm}$$

Fig 3.23 [1 avec $+\delta V$
2 avec $-\delta V$

Erreur due au positionnement
des sondes ; action sur la
dérivée première

③ erreur sur $\frac{dI}{dV} = f(V)$



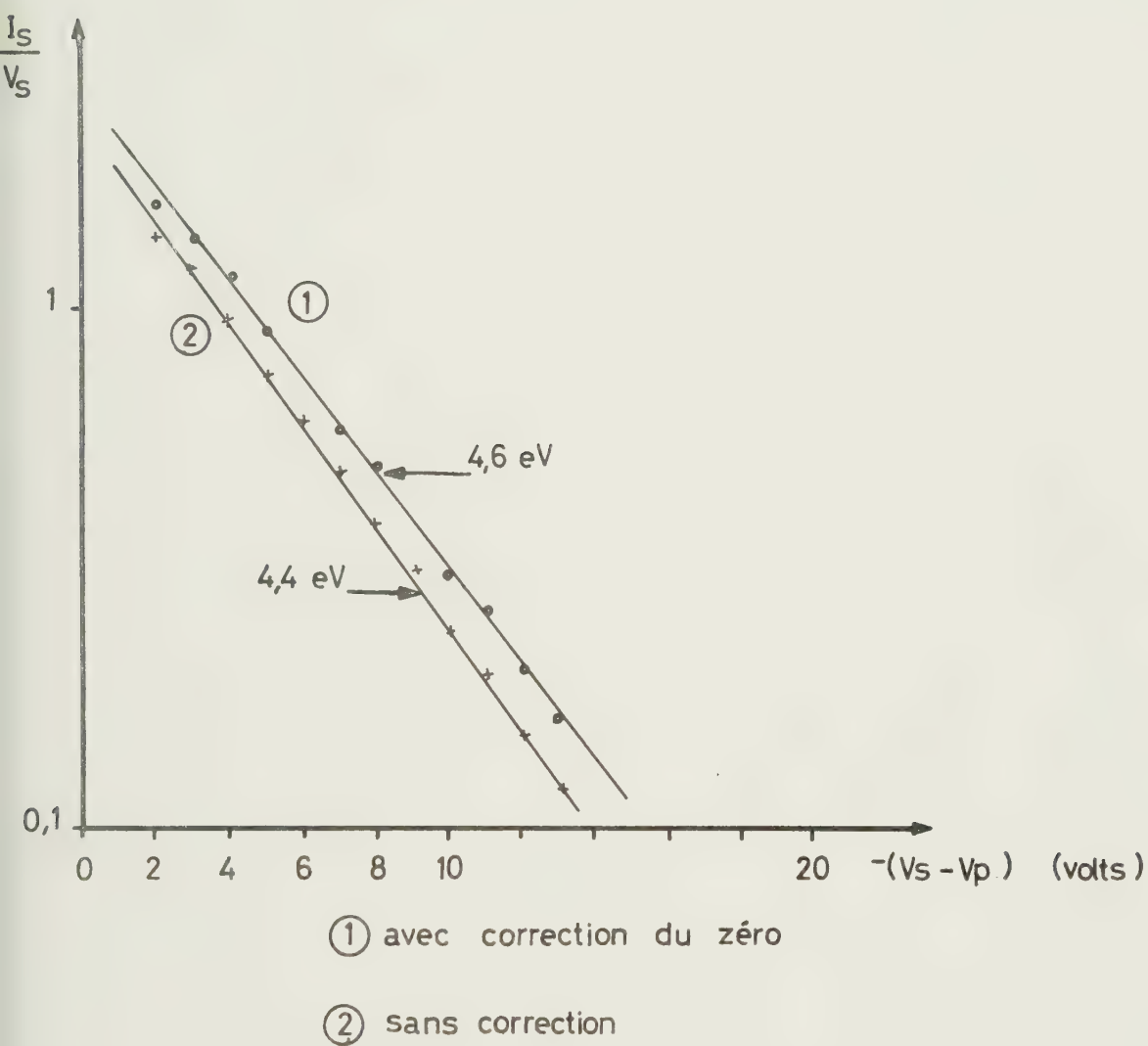


Fig. 3.24 Erreur sur la Mesure de T_e

$p = 0,2 \text{ torr}$

$I = 100 \text{ mA}$

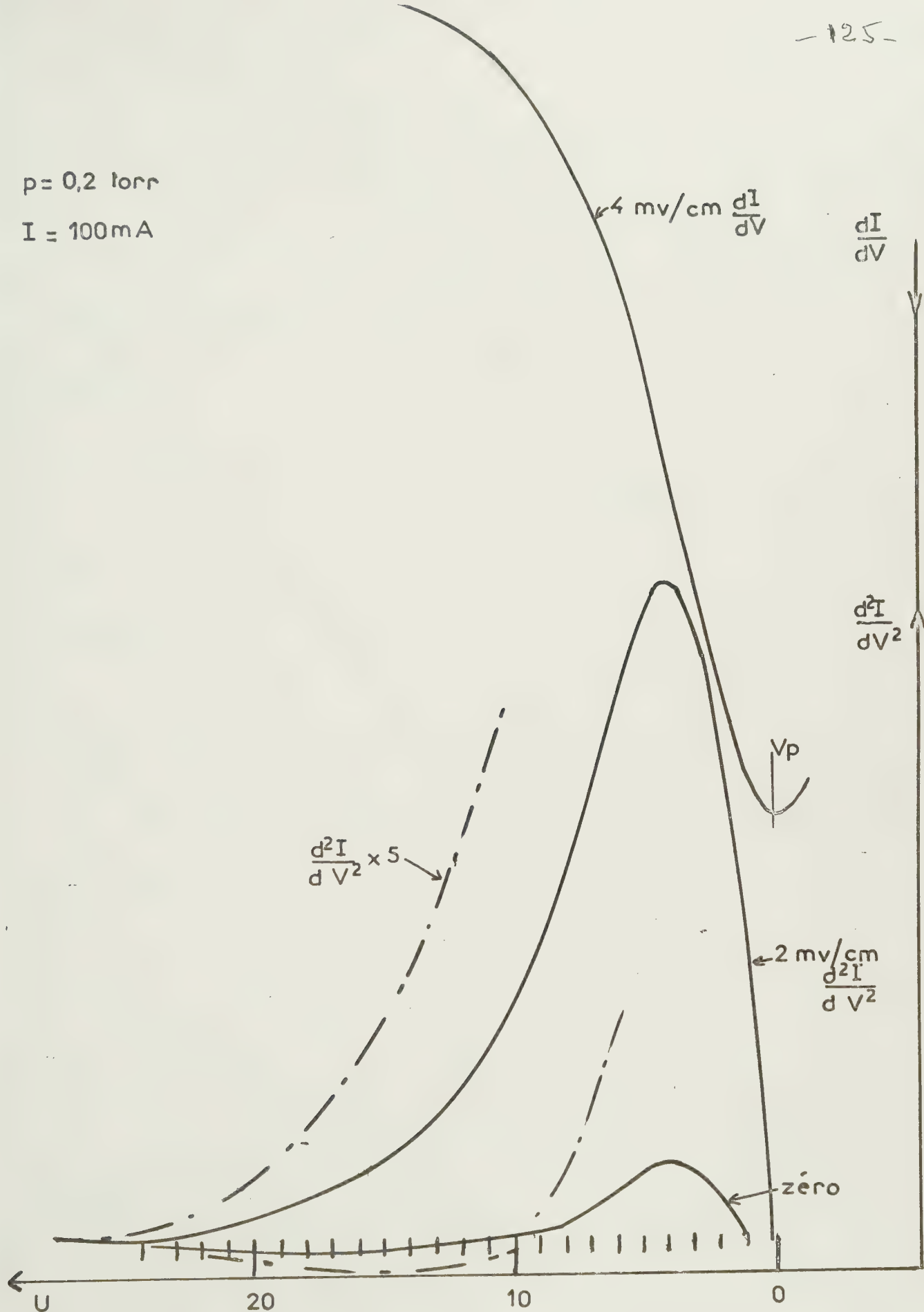
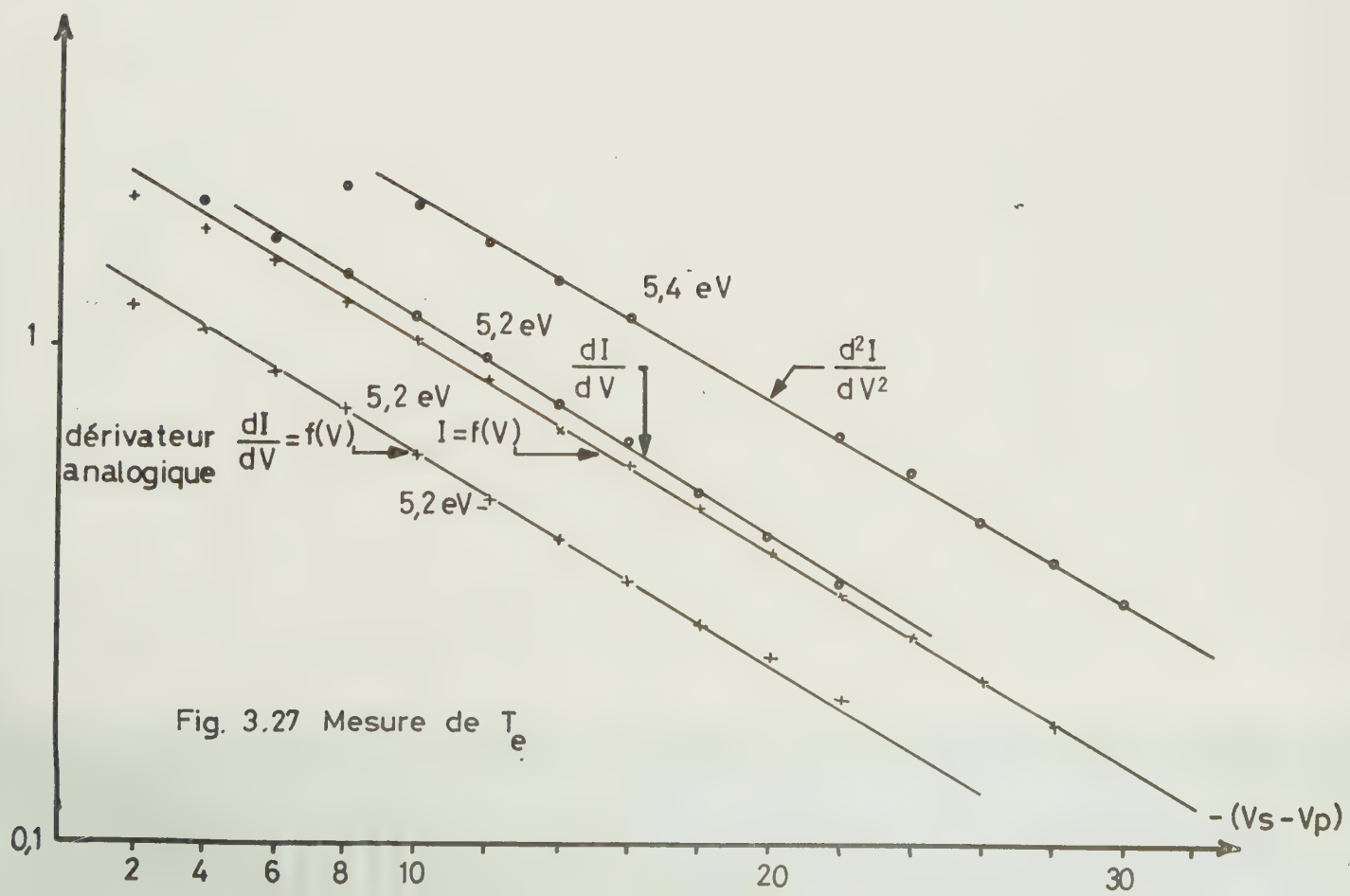
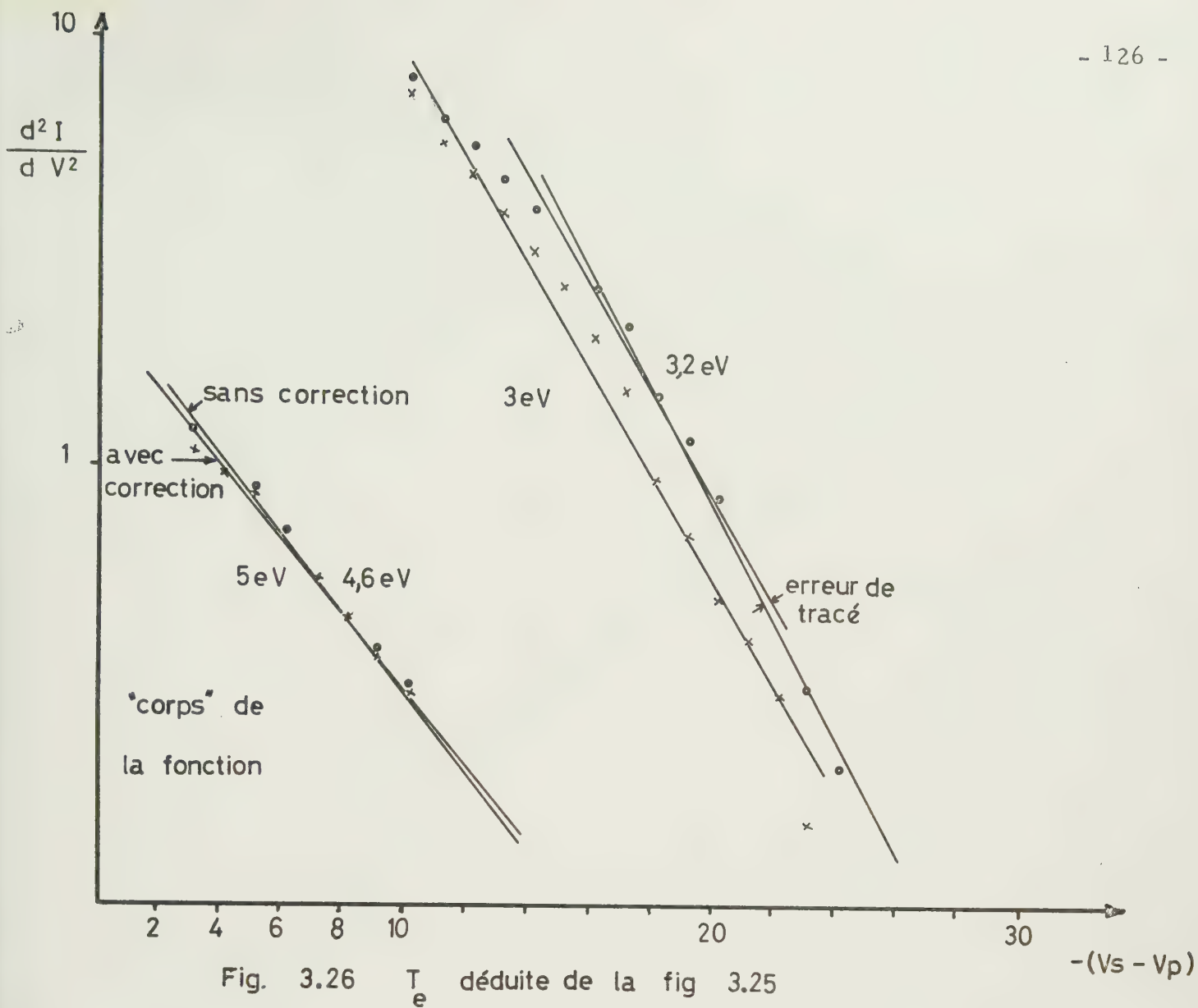


Fig 3.25 Enregistrement $\frac{d^2I}{dV^2} = f(V)$



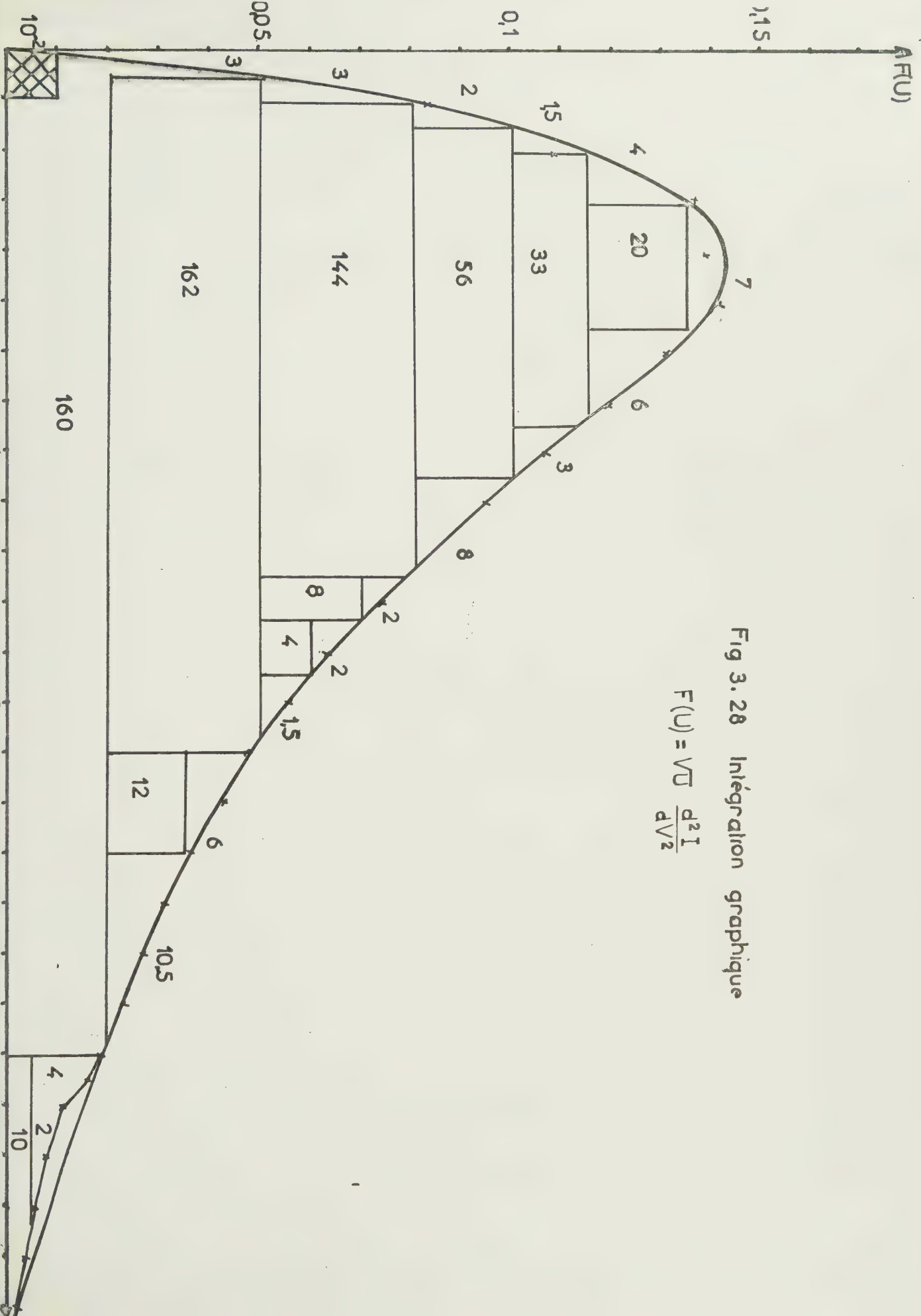


Fig 3. 28 Intégration graphique

$$F(U) = \sqrt{U} \frac{d^2 I}{dV^2}$$

point de surluminescence
dont la largeur est
définie par la base de
temps A

- 128 -

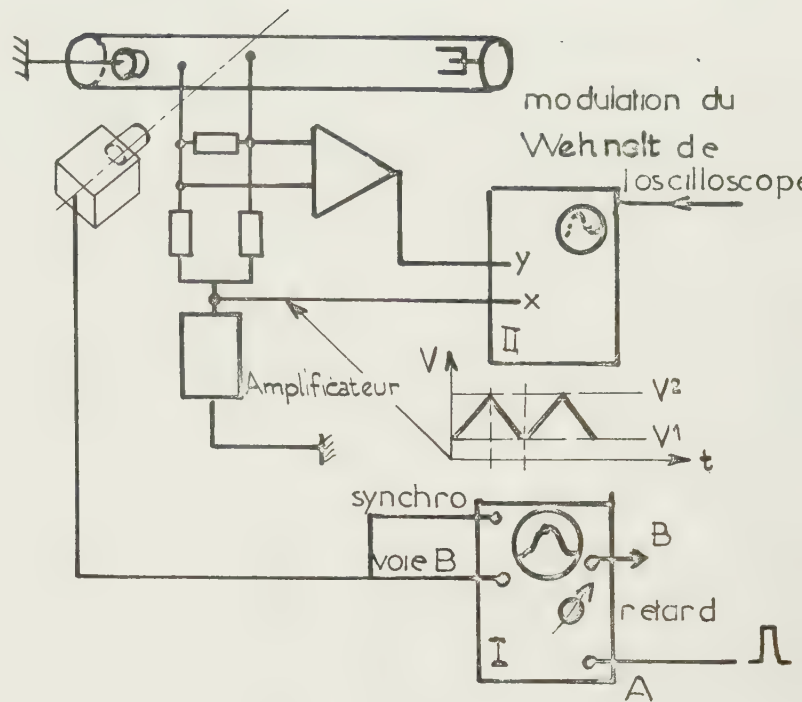
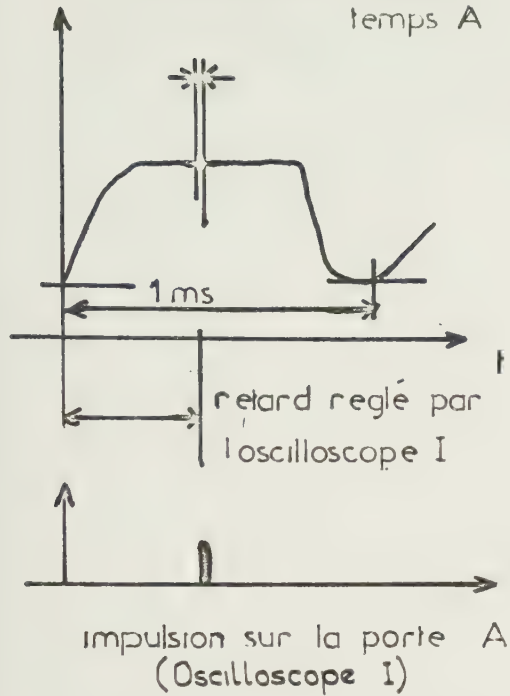
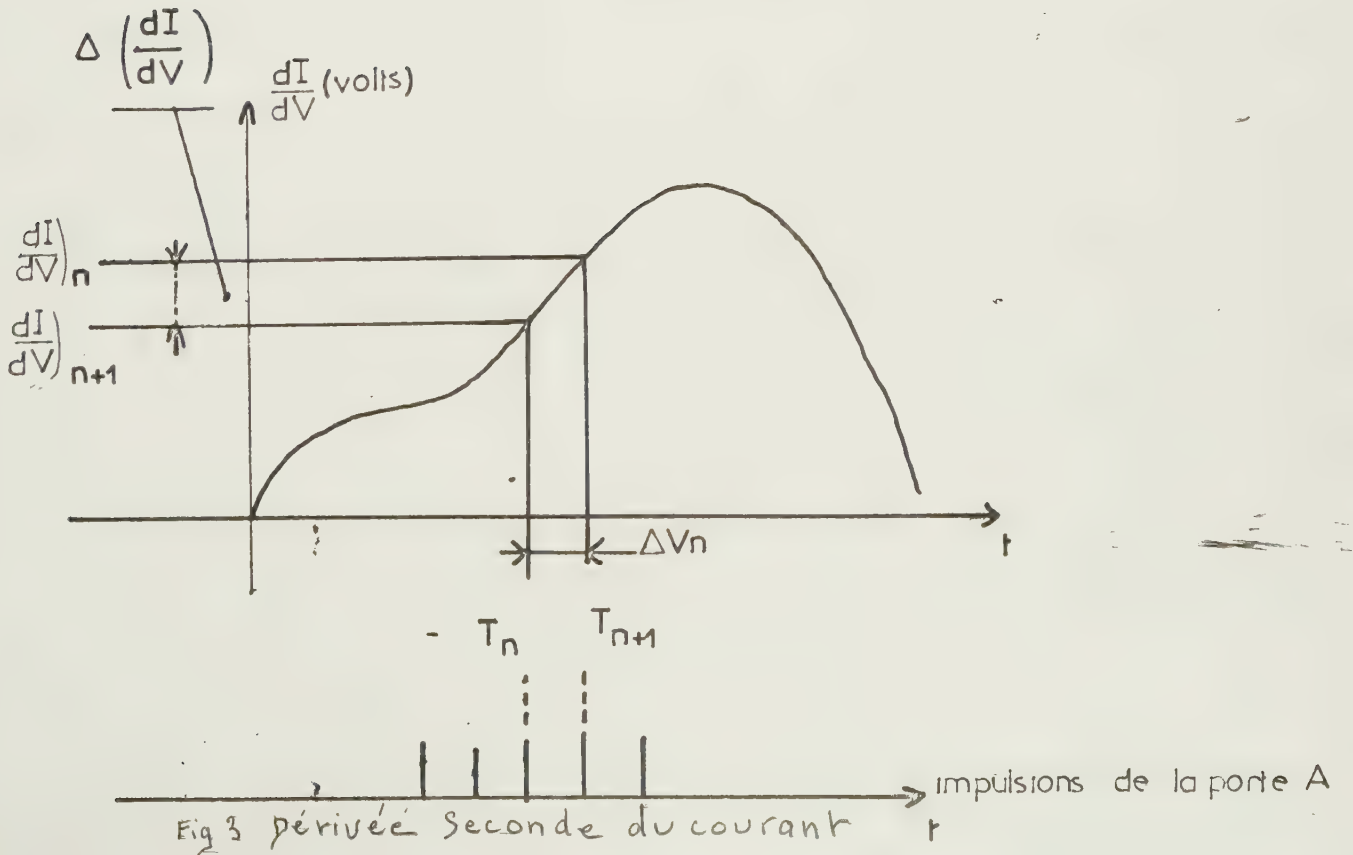


Fig 4.2 Localisation de la mesure dans la perturbation



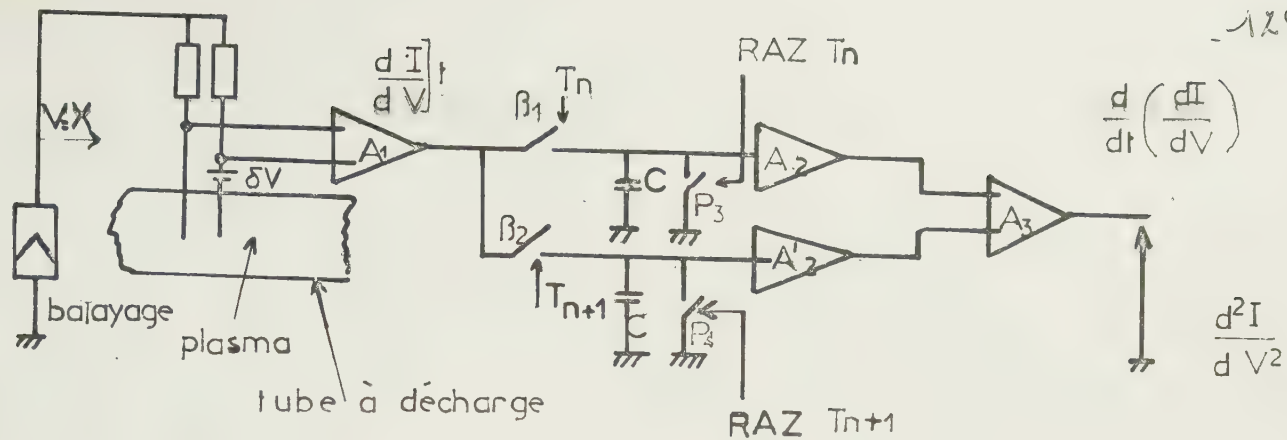


Fig 4.4 Schema synoptique du dérivateur

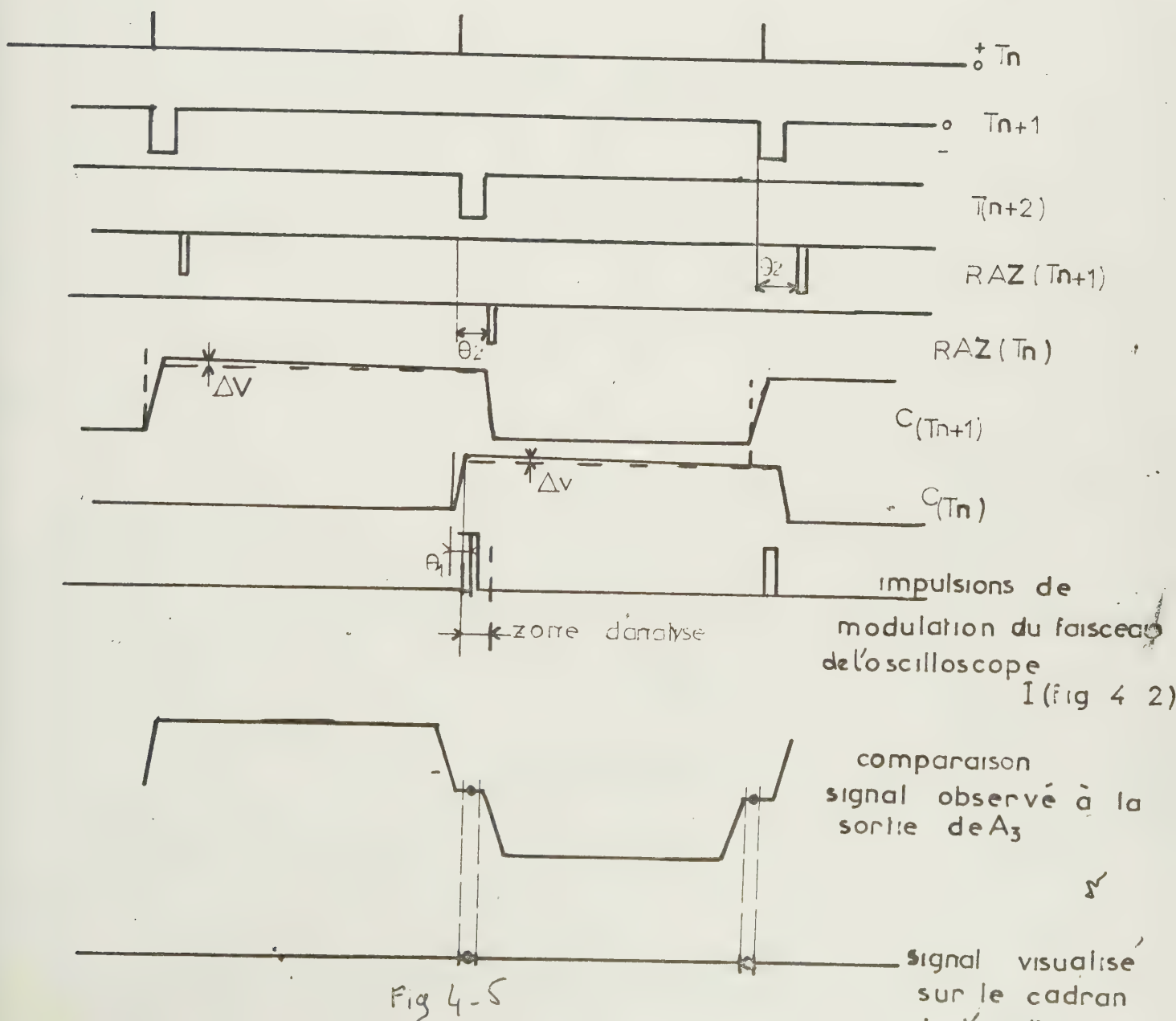


Fig 4-5

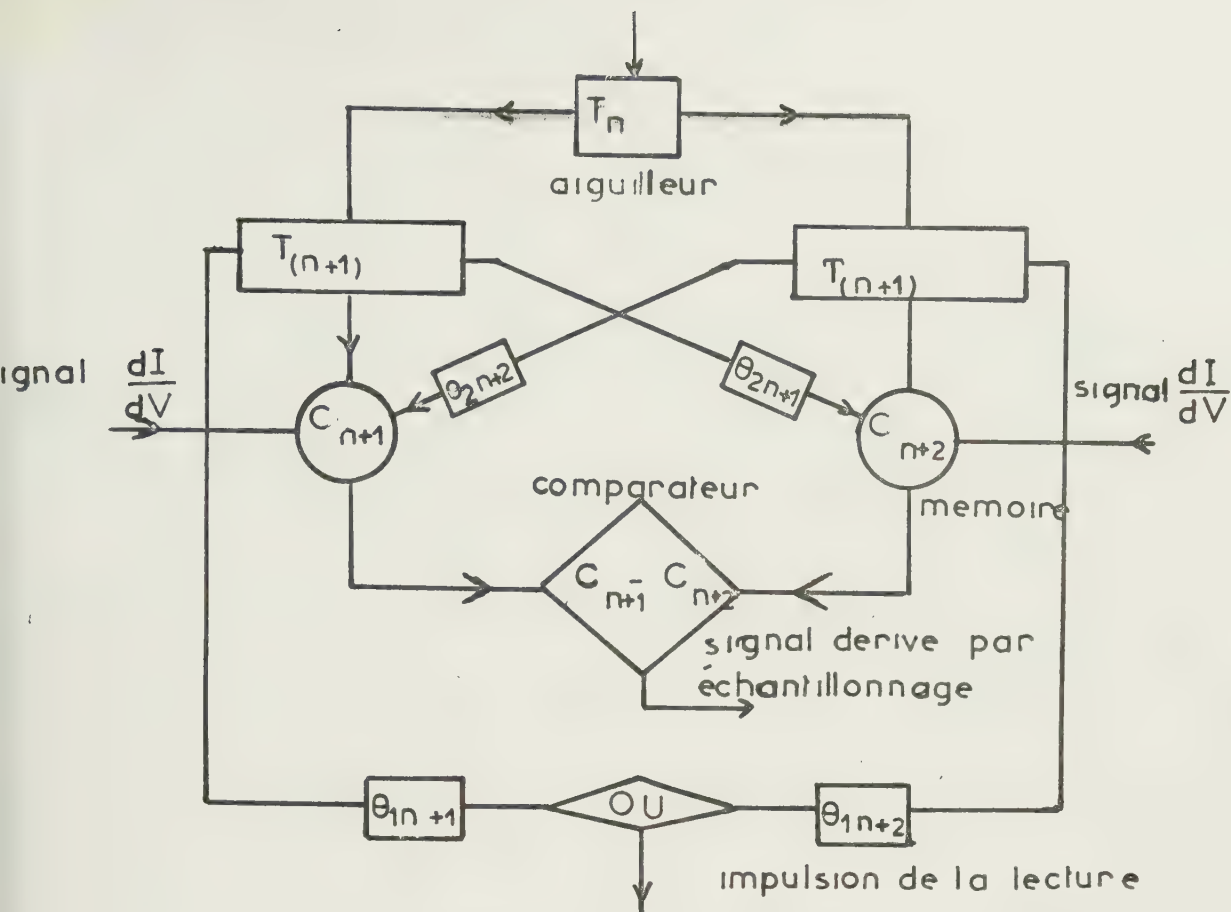


Fig 4-6 Organigramme des fonctions logiques

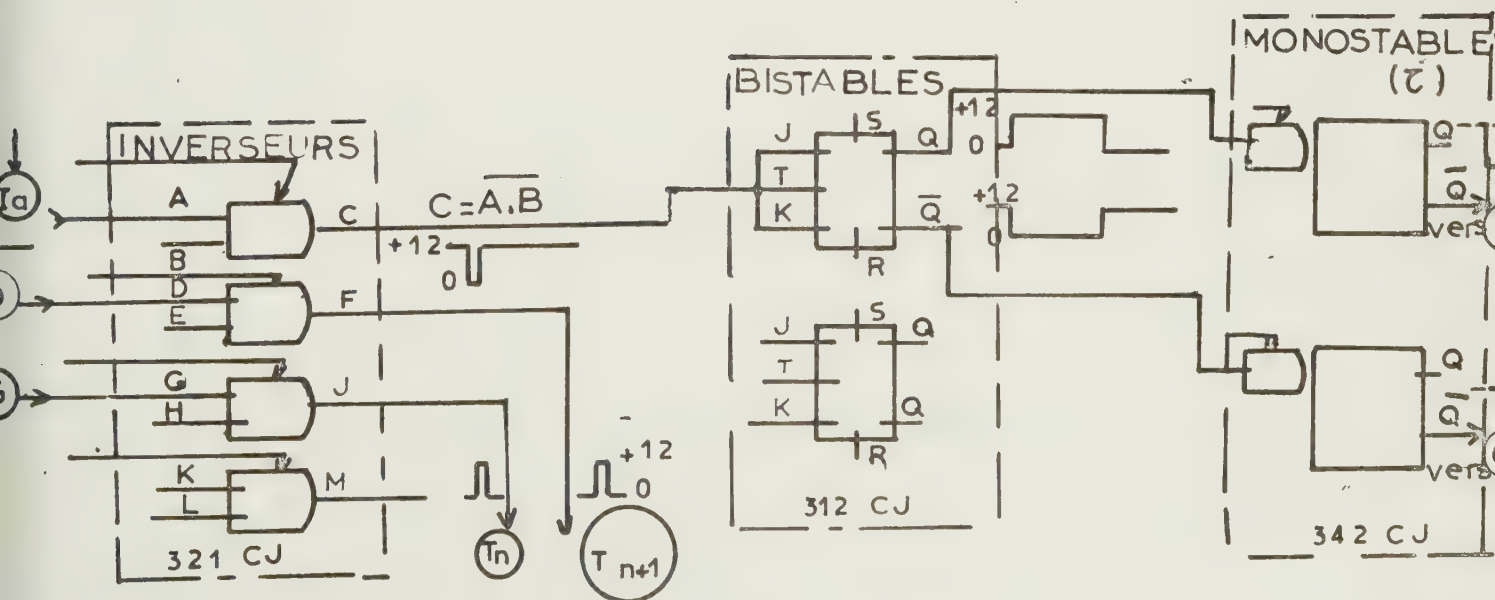


Fig 4-7 Impulsions de mise en mémoire

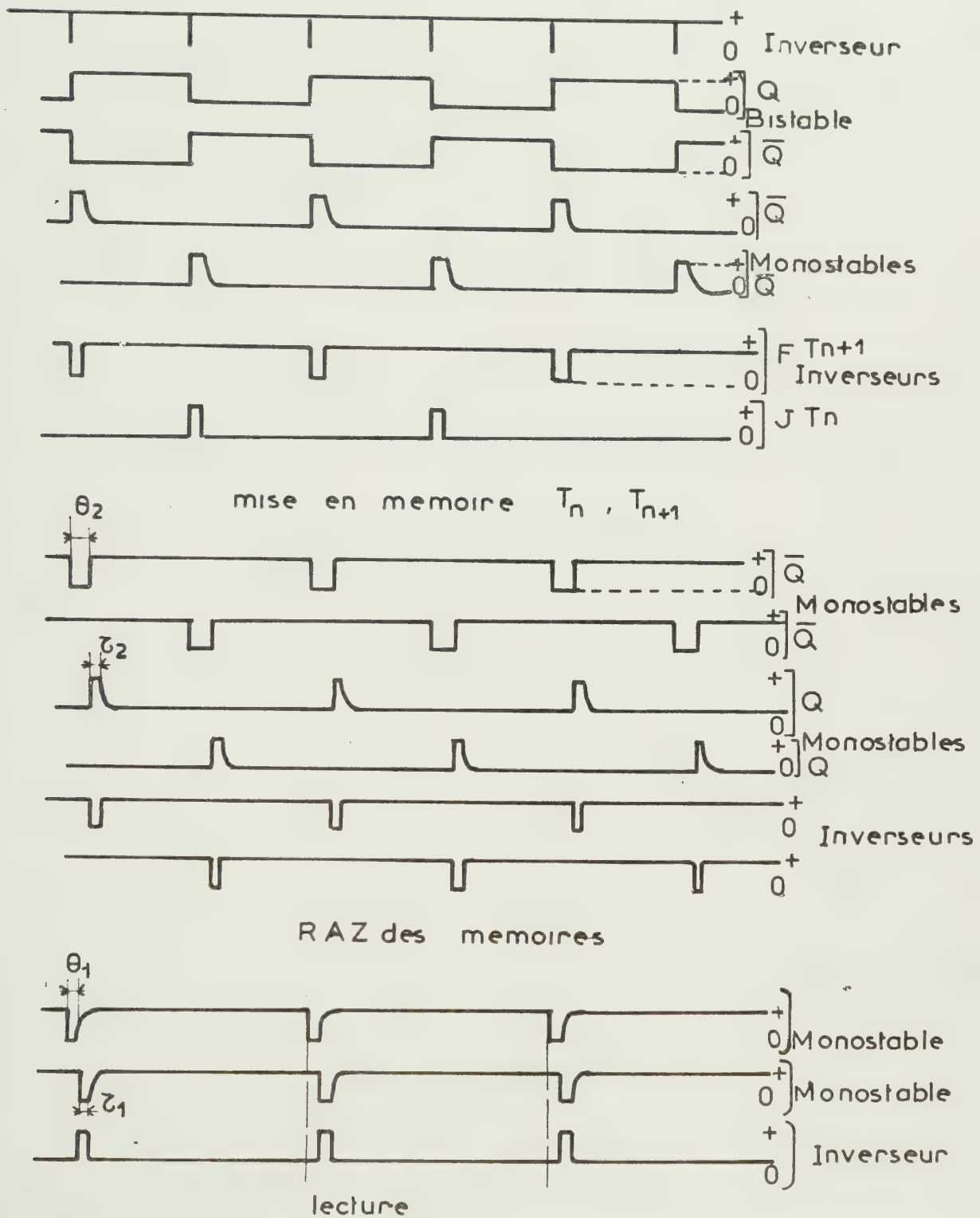


Fig 4.10 Diagramme séquentiel

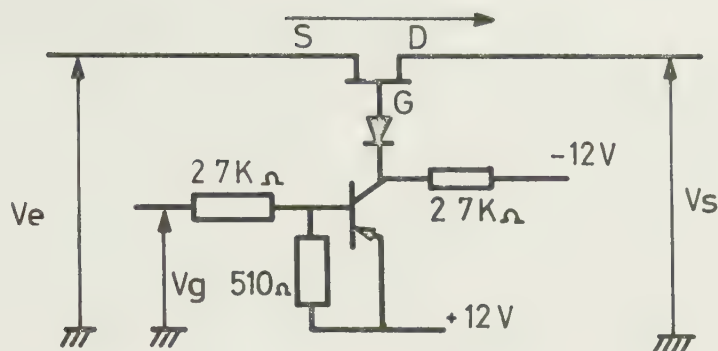


Fig 4-11 Porte à T.E.C

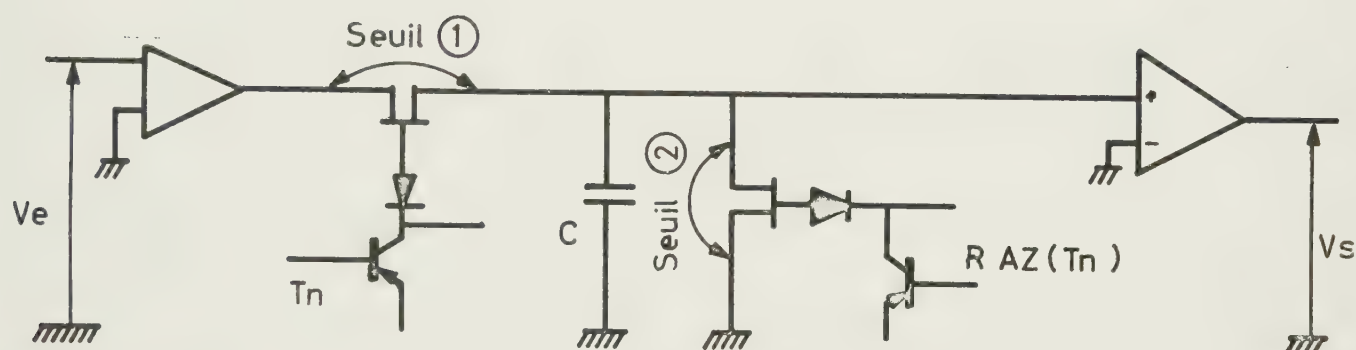


Fig 4-12 Circuit de mise en mémoire

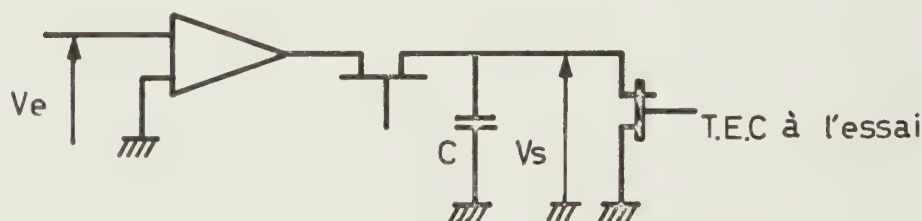


Fig 4-13 Variation des tensions seuil de différentes portes à T.E.C

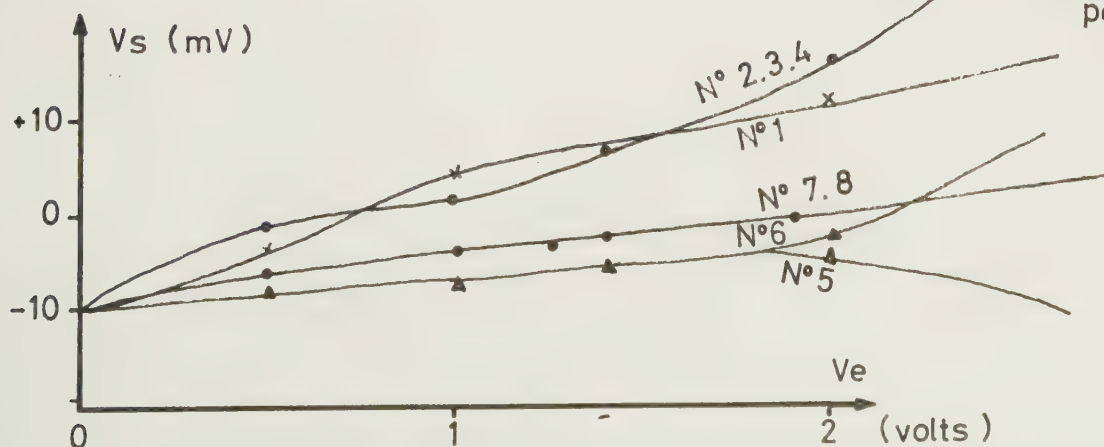


Fig 4.13 Variation de tensions seuil de différentes portes à T.E.C

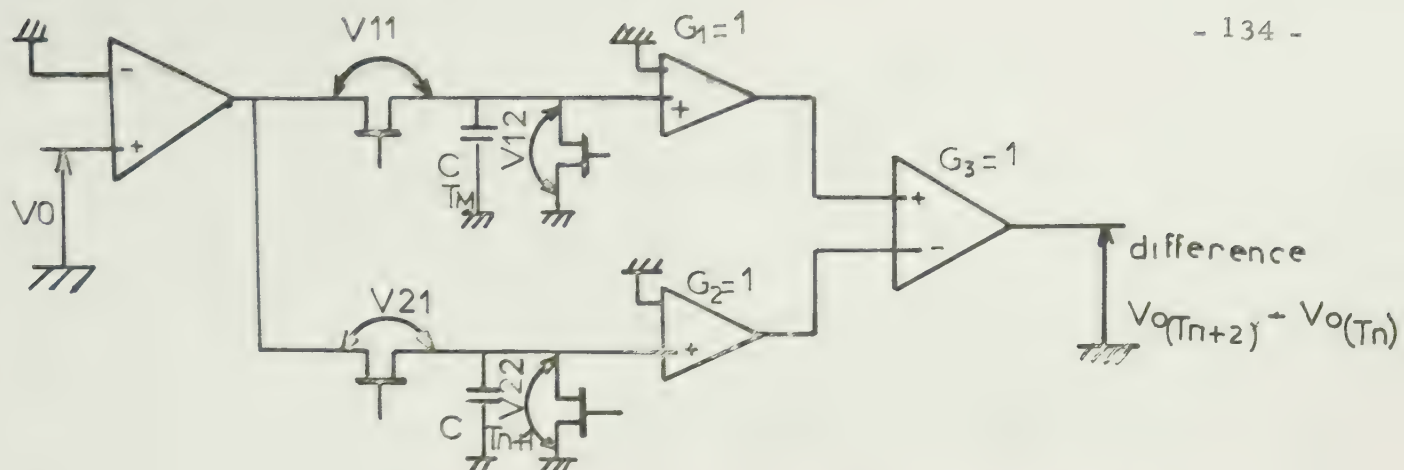


Fig 4 - 14 - Montage derivateur ; Tensions de seuil

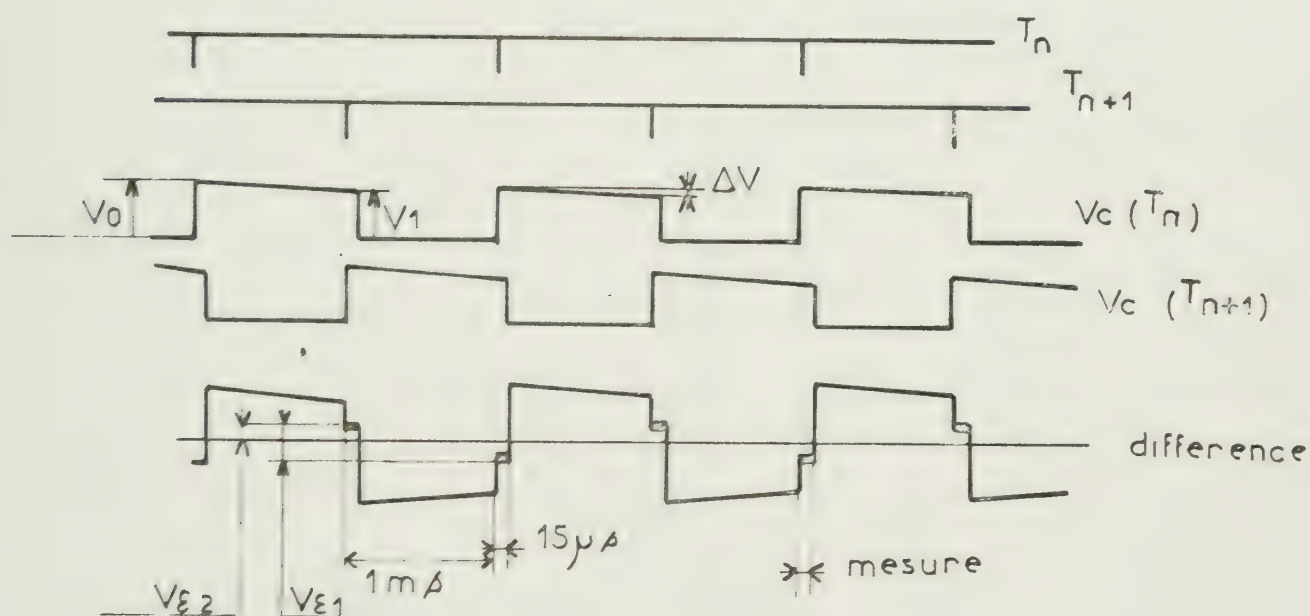


Fig 4.15 - Influence des tensions de seuil

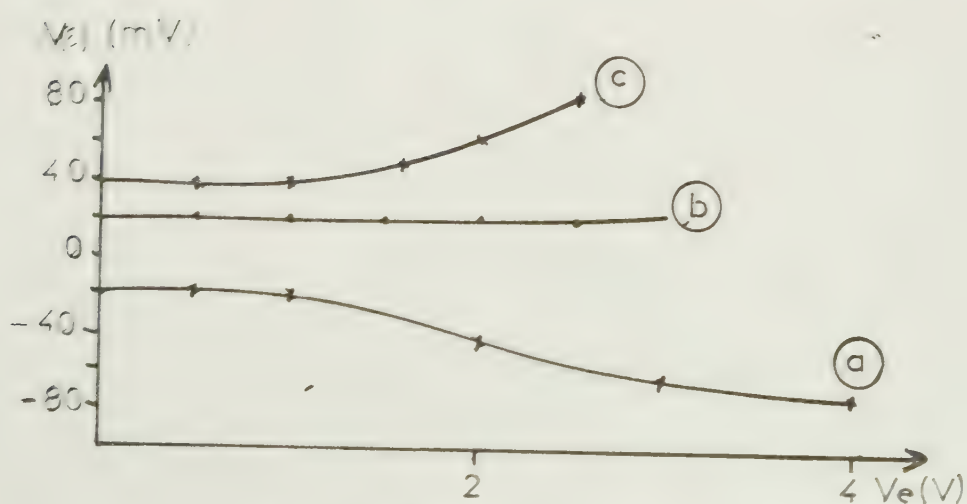


Fig. 4.16 - Tension d'erreur due aux différences entre les tensions de seuil des portes à T.E.C

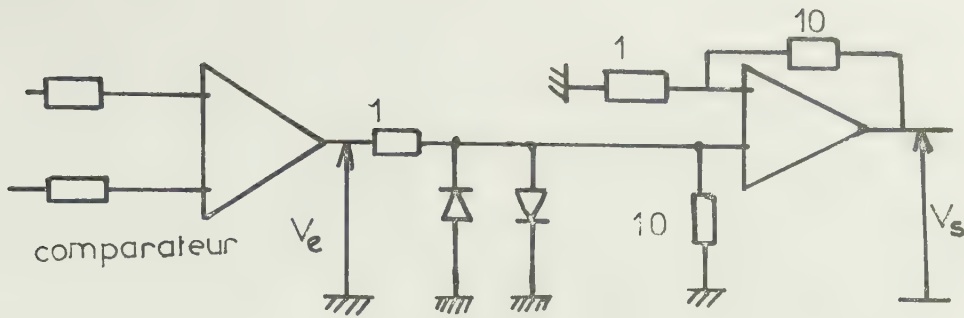


Fig 4.18 Ecrêteur à double polarité
(Résistance en $K\Omega$)

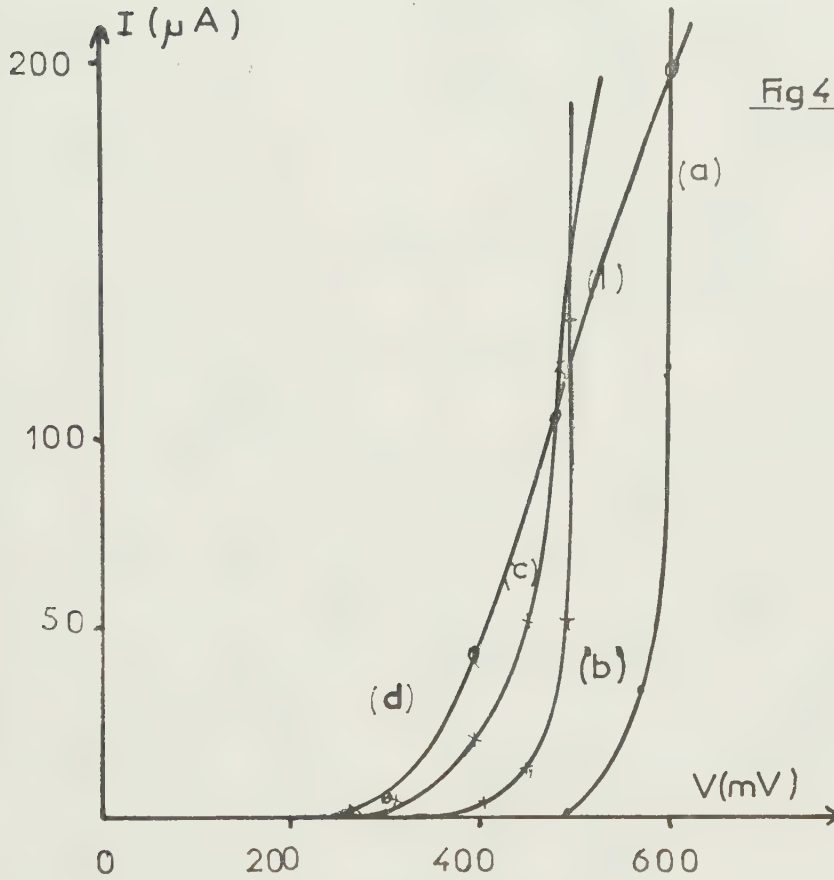


Fig 4.19 Caractéristique
courant - tension de
diodes "écrêteuses"

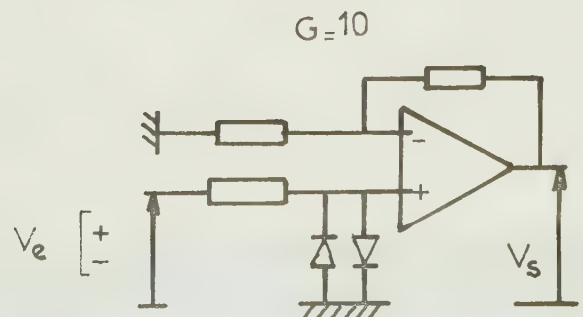
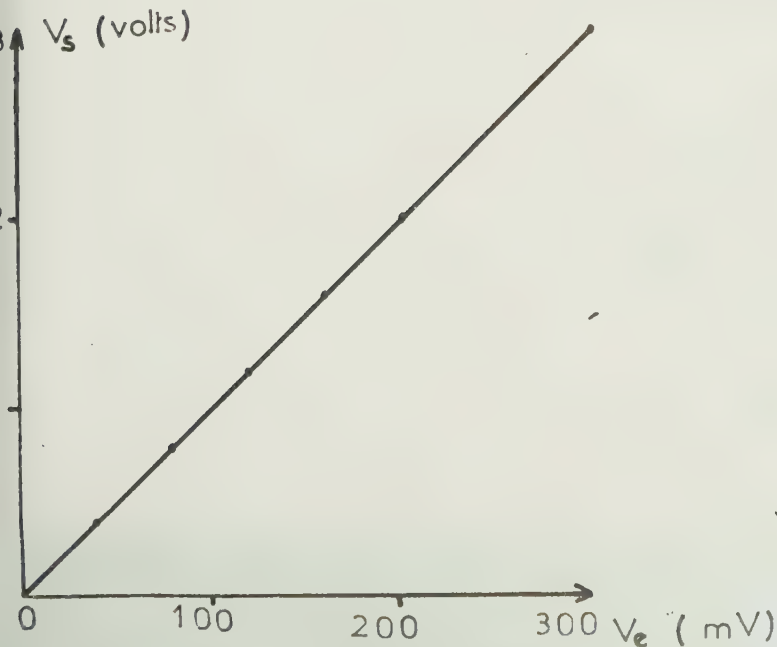


Fig 4.20 Linéarité de l'amplificateur de sortie

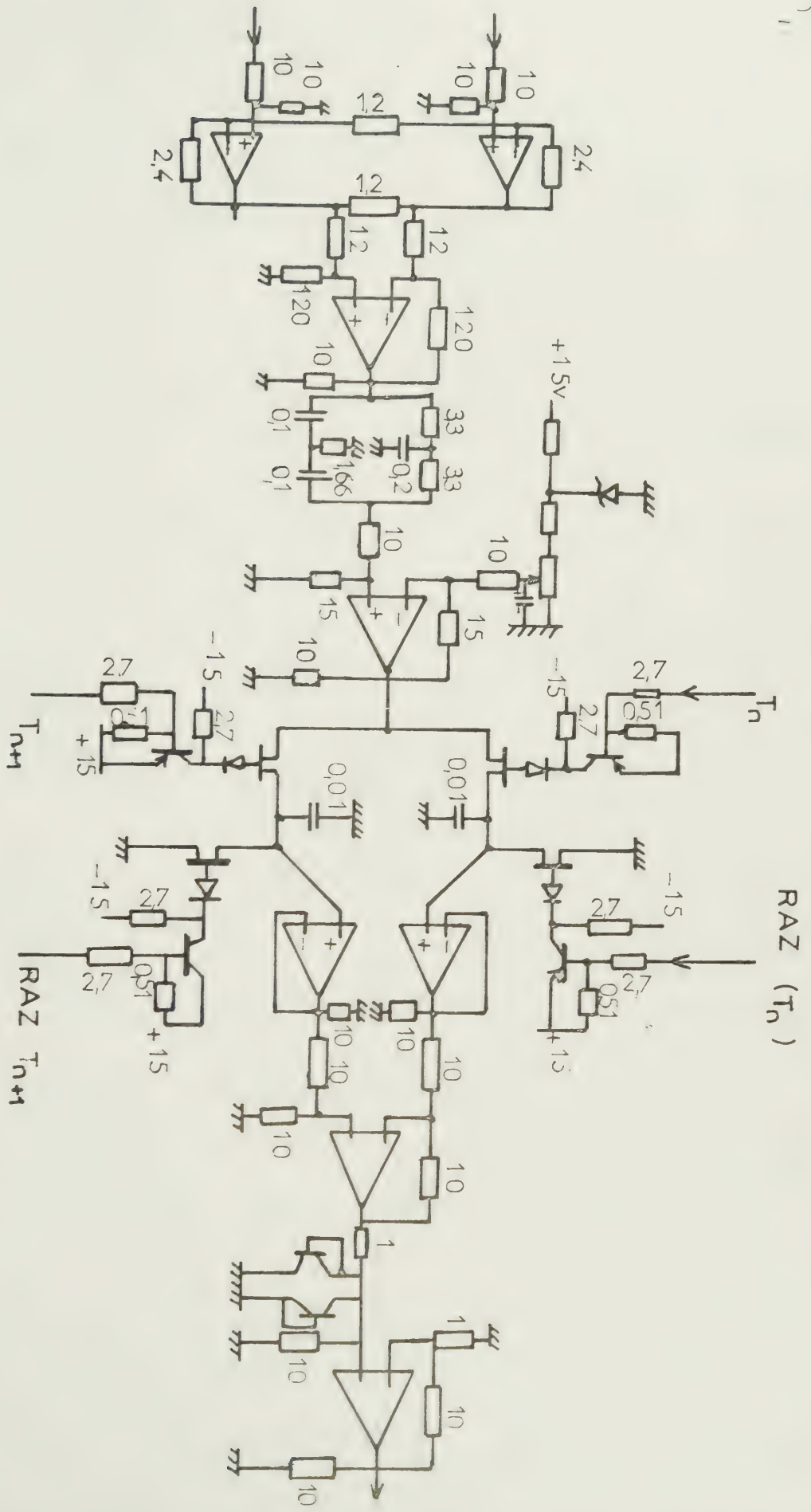


Fig. 4.21. Schéma détaillé du dérivateur digital
(Resistance en K Ω , capacité en μ F)

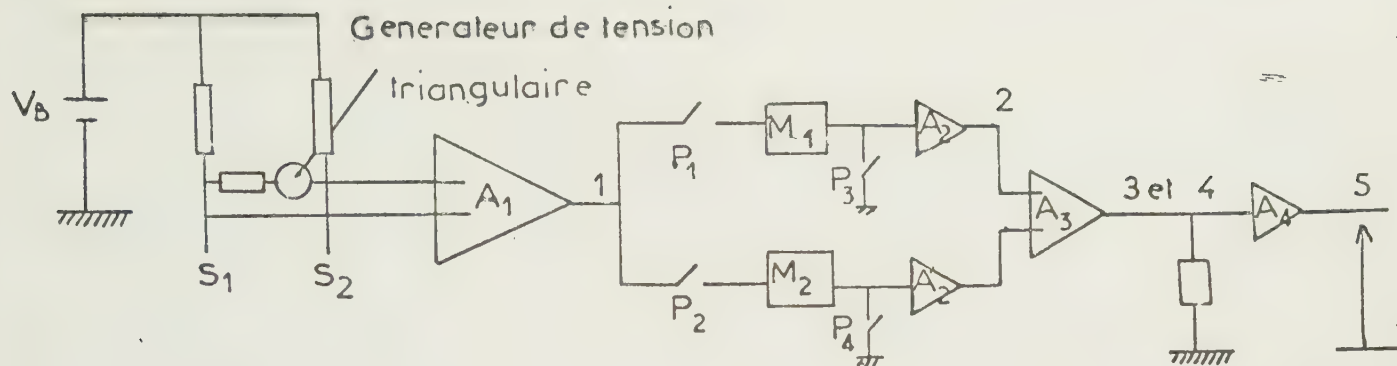
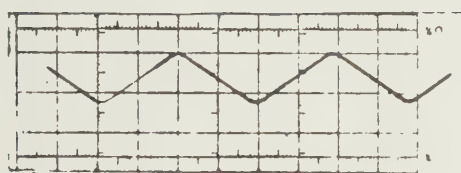
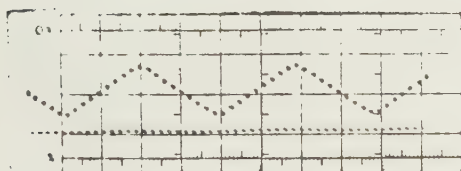


Fig. 4.22 Schéma synoptique du montage



Signal visualisé à la sortie de l'amplificateur

①



Tension visualisée à la sortie de l'amplificateur

②

après échantillonnage



Tension à la sortie du comparateur A3

③

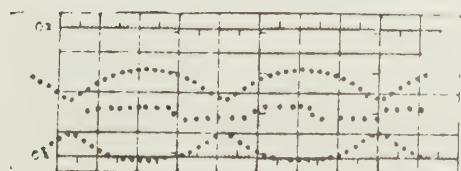
la tension dérivée apparaît au centre



Signal au même point photographie à

④ récurrence élevée; le point surluminescent

apparaît tous les deux tests



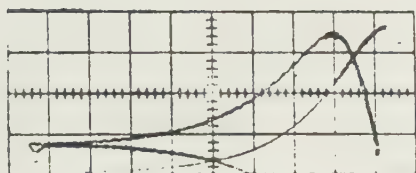
Le gain $A_4=1$; tension visualisée

⑤

après écrêtage

Fig. 4.23 Illustration du fonctionnement

du montage dérivateur



$$\frac{dI}{dV} = f'(V)$$

$$\frac{d^2I}{dV^2} = f''(V)$$

(1)

Plasma d'hélium calme: $p = 0,1$ torr, $I = 100$ mA. La référence temporelle est un générateur d'impulsions

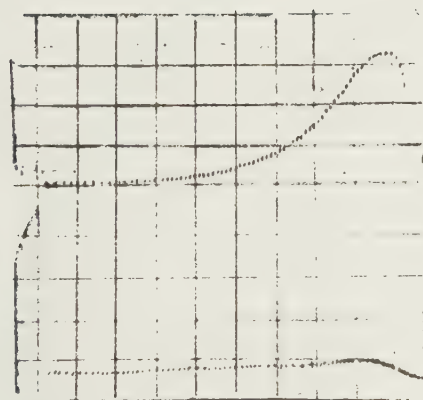
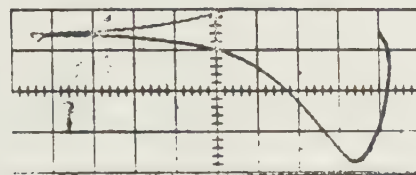
$$\Delta V_1 = 1,86 \text{ V}$$

$$\tau = 10 \text{ ns}$$

$$V_B = -25 \text{ V}, -60 \text{ V}$$

$$\frac{d^2I}{dV^2} = f''(V)$$

(retour du balayage)



$$\frac{dI}{dV} = f'(V)$$

(2)

Plasma d'hélium perturbé

$p = 0,1$ torr, $I = 100$ mA ; modulation 15%

fréquence de modulation 10 kHz

$$T = 2 \text{ s}$$

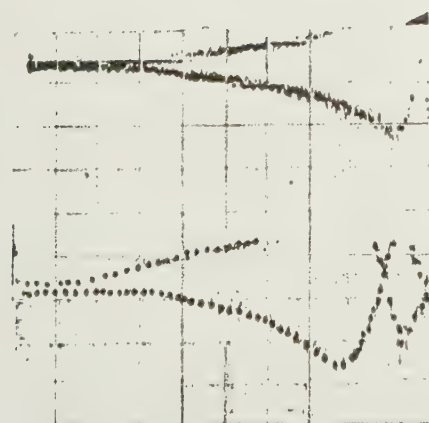
$$\tau = 10 \text{ ms}$$

$$\Delta V_1 = 1,95 \text{ V}$$

$$\Delta V_B = 34 \text{ V}$$

$$500 \text{ mV/div}$$

zéro



-15%

$$\frac{d^2I}{dV^2} = f''(V)$$

(3)

- + 15%

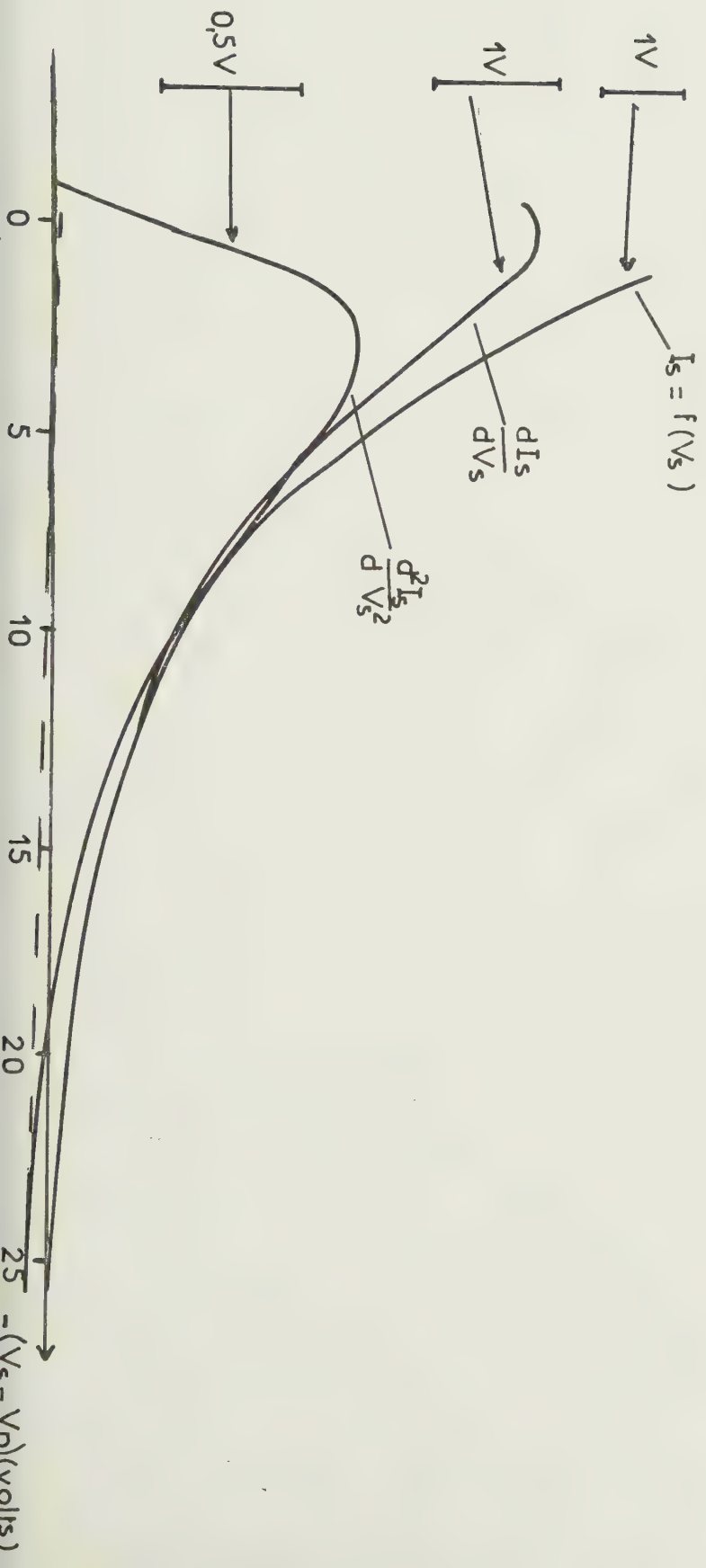
Plasma d'hélium perturbé

$p = 0,1$ torr, $I = 100$ mA ; mod. 15%

fréquence 10 kHz

Figure 4-24 : Mesures de FDE

Fig 4-25 Caractéristiques de sonde et dérivées première et seconde
($I = 100 \text{ mA}$, $p = 0,1 \text{ torr}$; plasma calme)



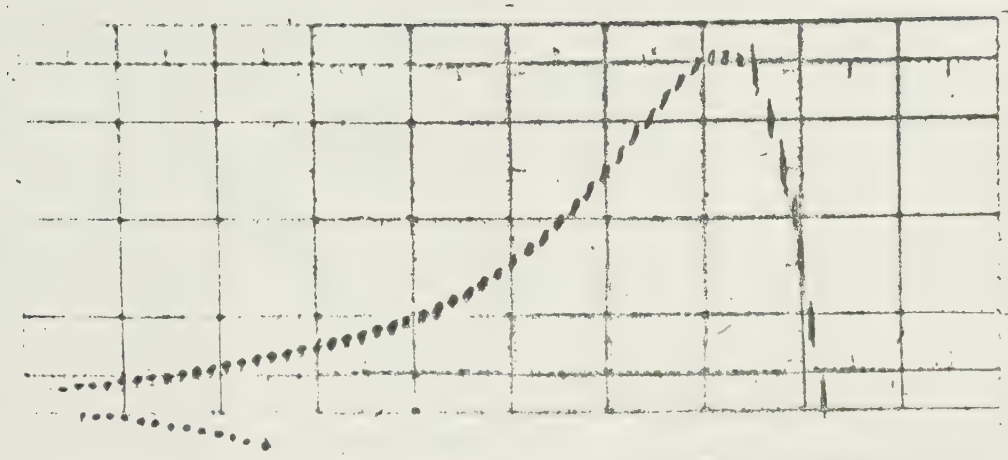


Fig 4.26 Partie positive de la dérivée seconde, dans
une colonne positive d'hélium

$I=100\text{ mA}$; $p=0,1\text{ torr}$; $\Delta V_1=1,86\text{ V}$; $-57 \leq V_B \leq -27$; $\tau=8\text{ ms}$;
 $T=1\text{ s}$; 1 division verticale = 200 mV ; 1 division horizontale = 3 V .

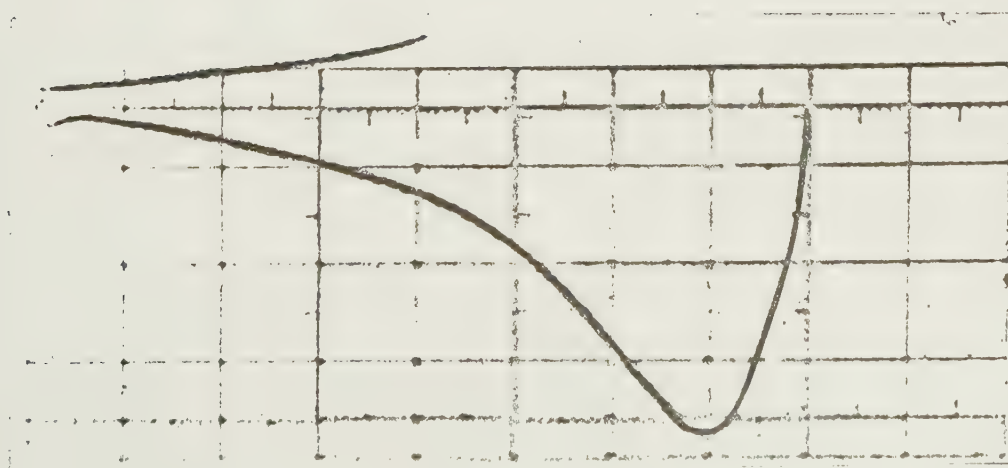


Fig 4.27 Partie négative de la dérivée seconde.

mêmes conditions que pour la fig.4 26

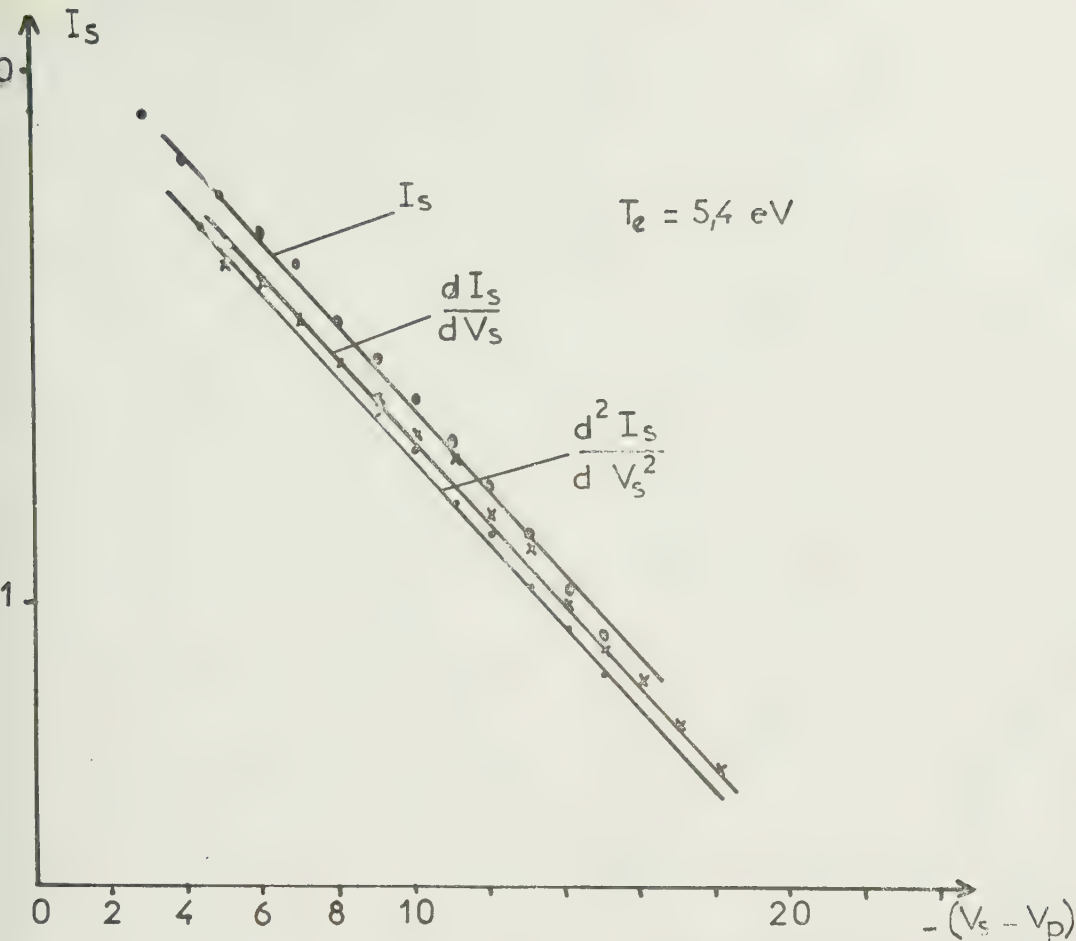


Fig 4 -28 Mesure de la température électronique
(d'après les courbes de la fig 4 25)

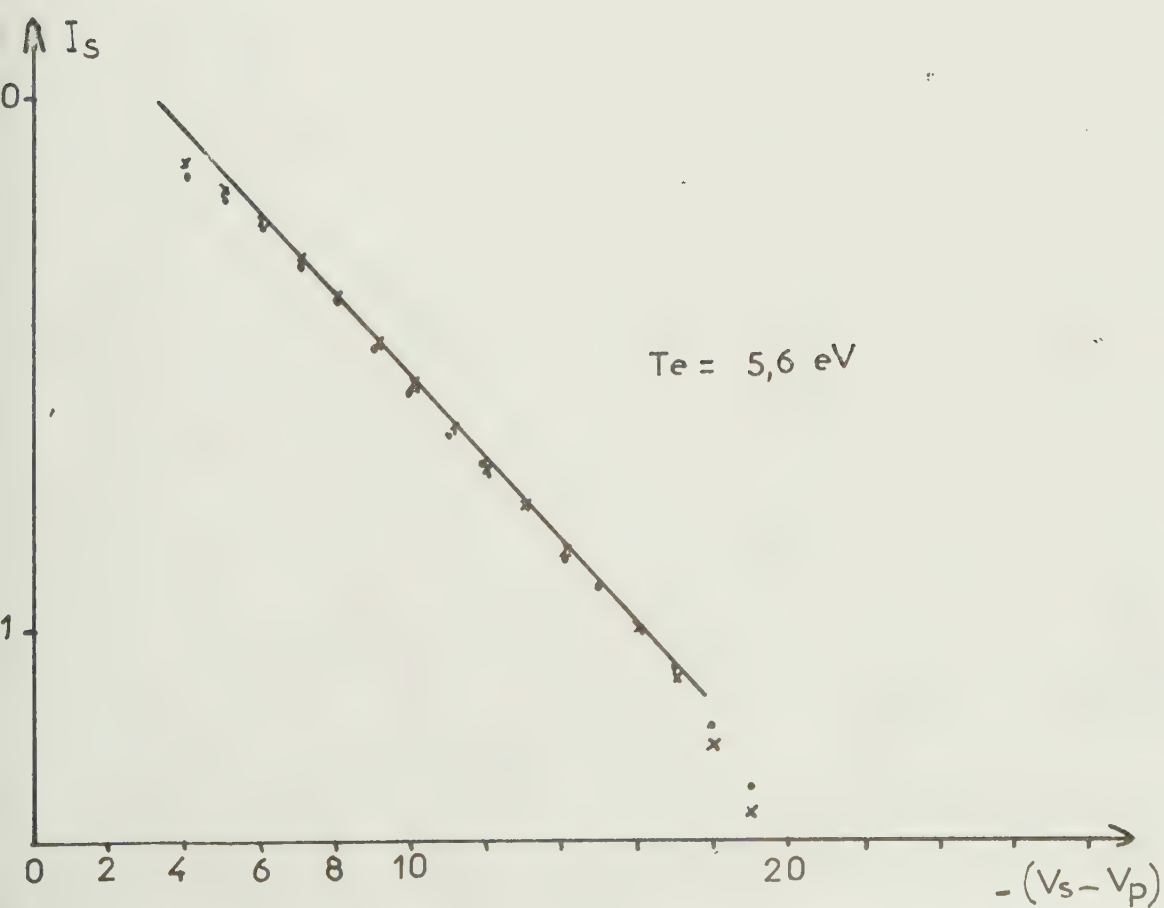
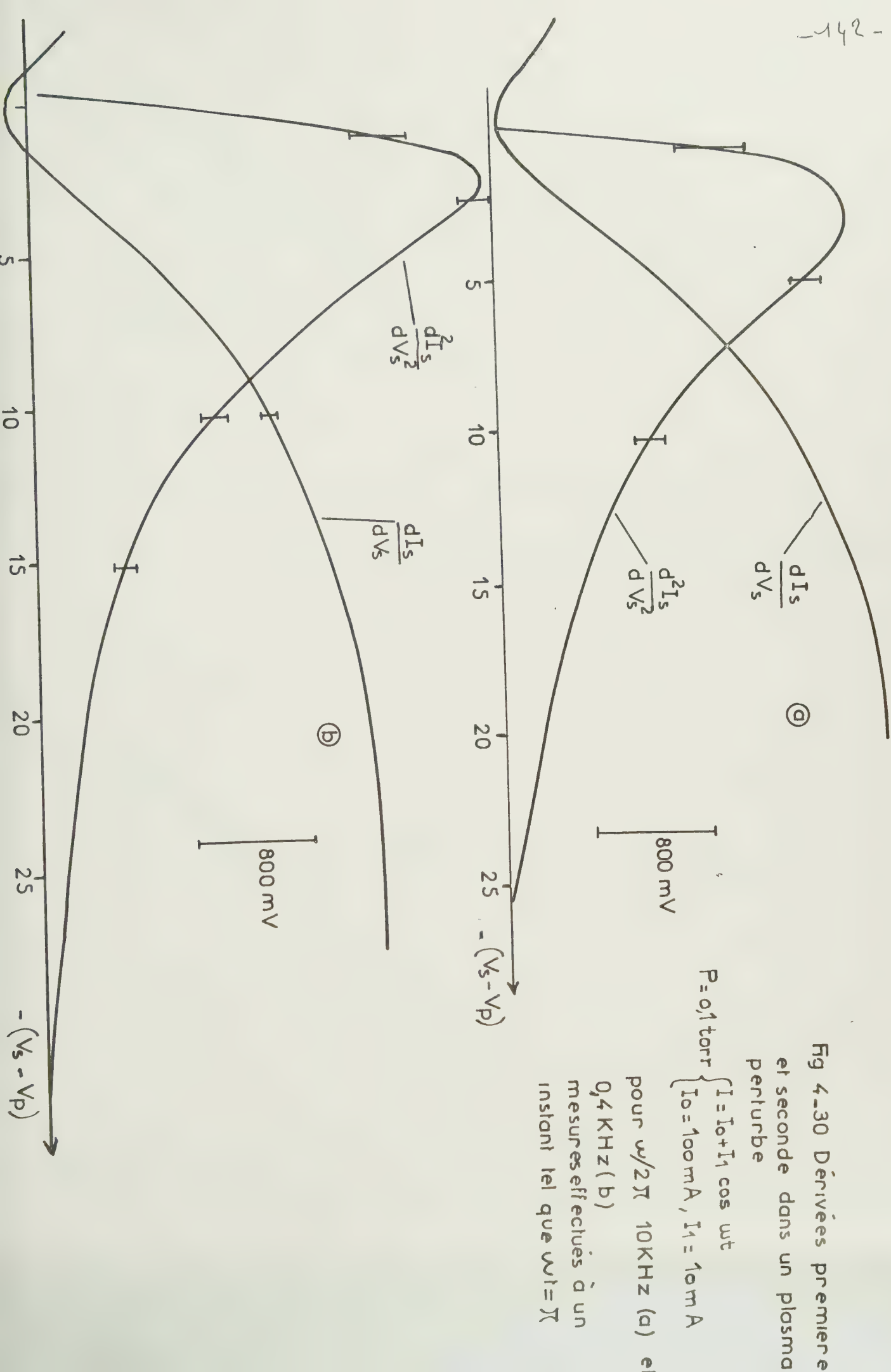


Fig 4 -29 Mesure de la température
electronique (courbes des fig 4 26(•) et fig 4 27(x))



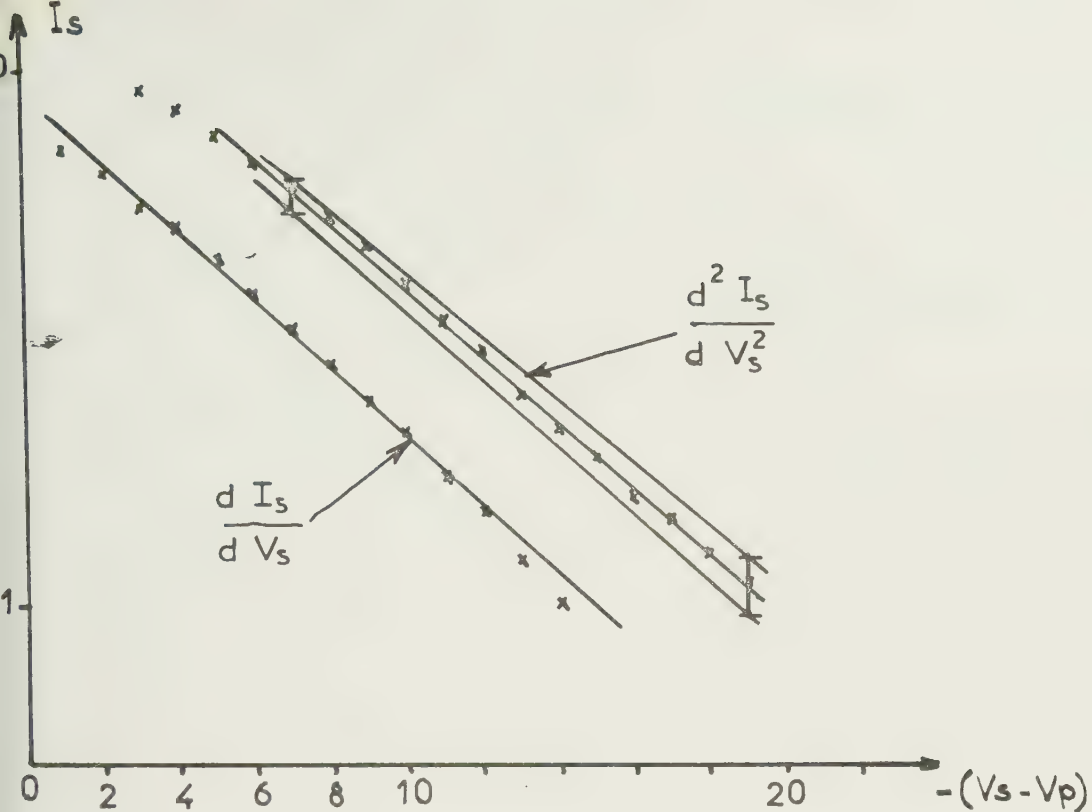


Fig 4 - 31 - b Mesure de la température électronique
(fig 4 - 30.b)

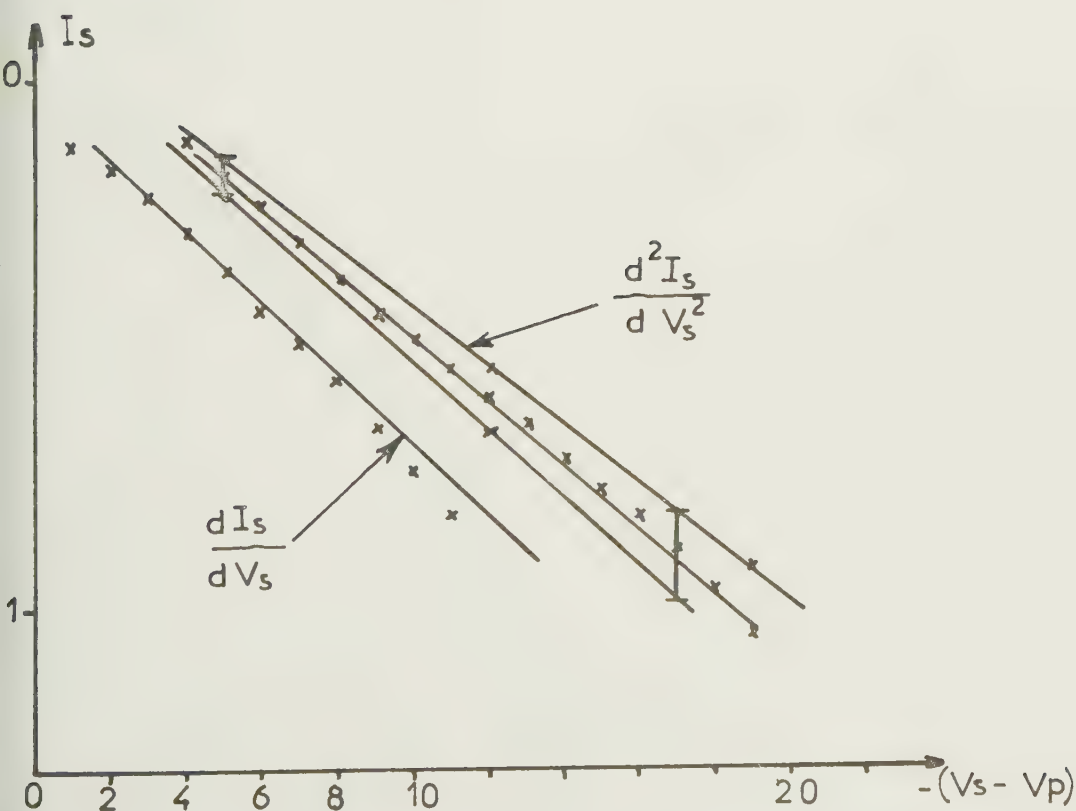


Fig 4 - 31 - a Mesure de la température électronique
(fig 4 - 30.a)

Fig. 5.1. Température électronique en fonction
de la pression

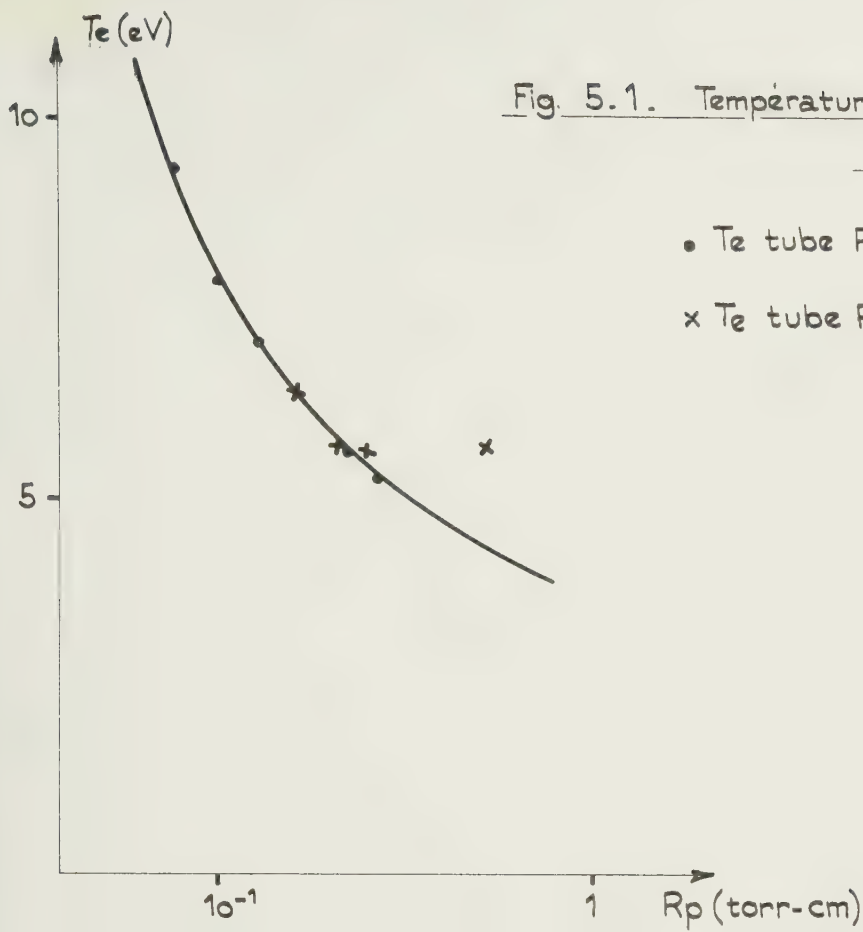
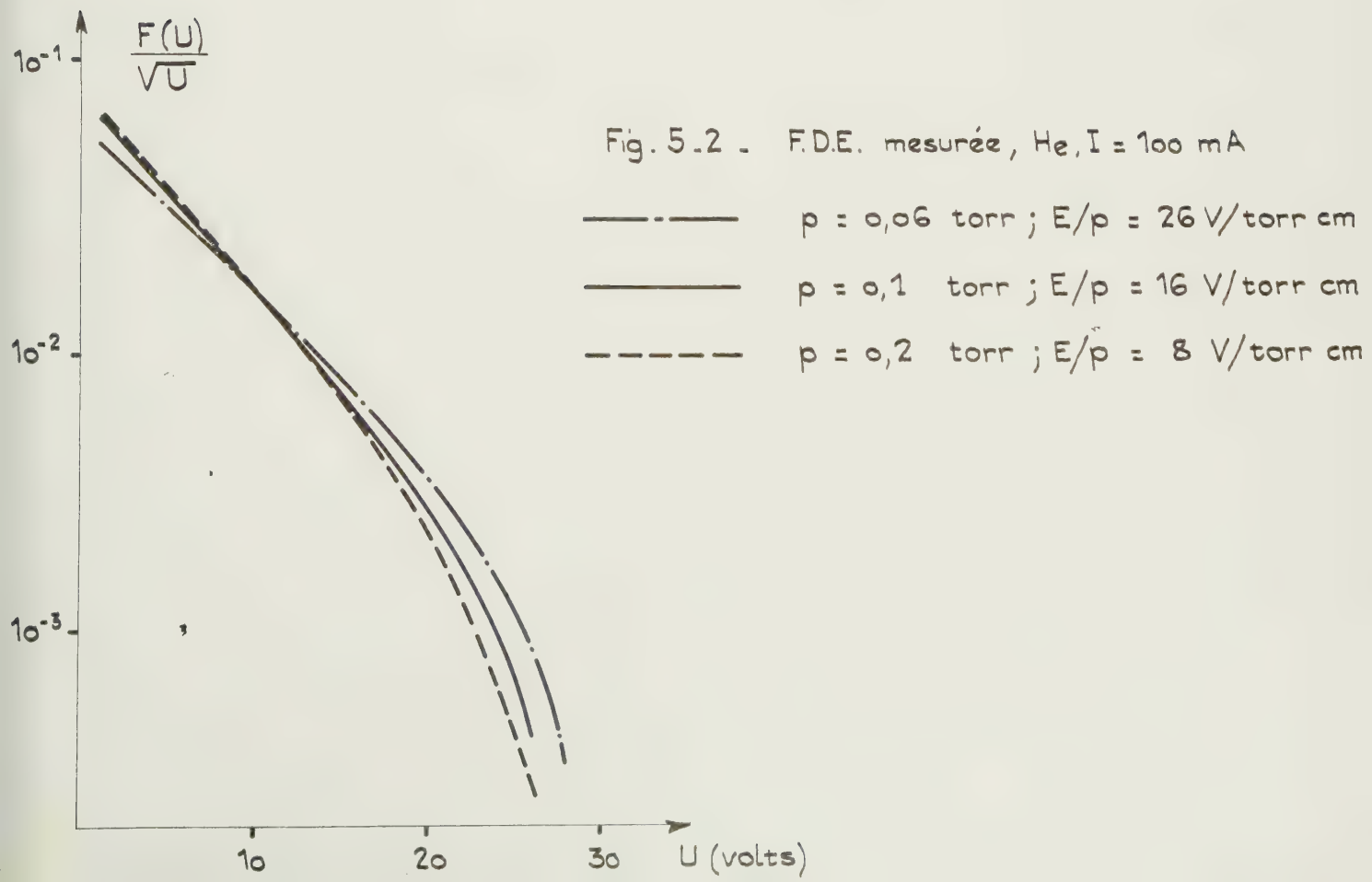


Fig. 5.2 . F.D.E. mesurée, He, $I = 100$ mA



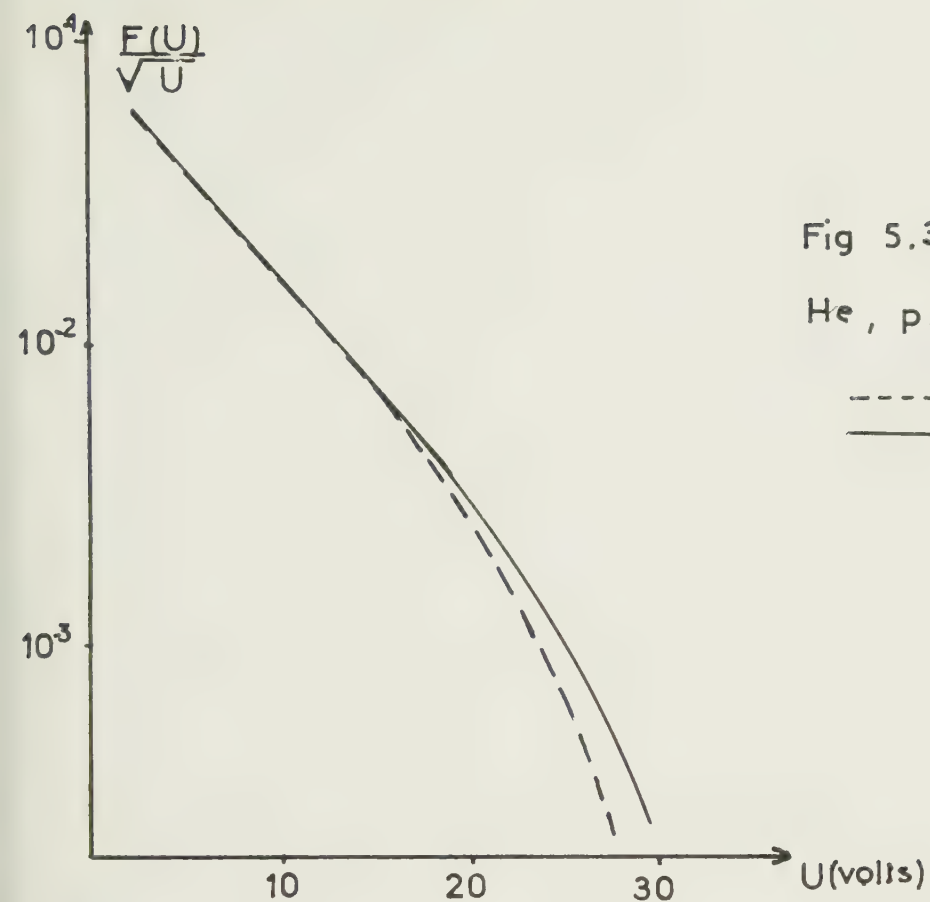


Fig 5.3 F.D.E. mesurée,

He, $p = 0.1$ torr ; $E/p = 16$ V/torr cm

----- 50 mA
 ————— 400 mA

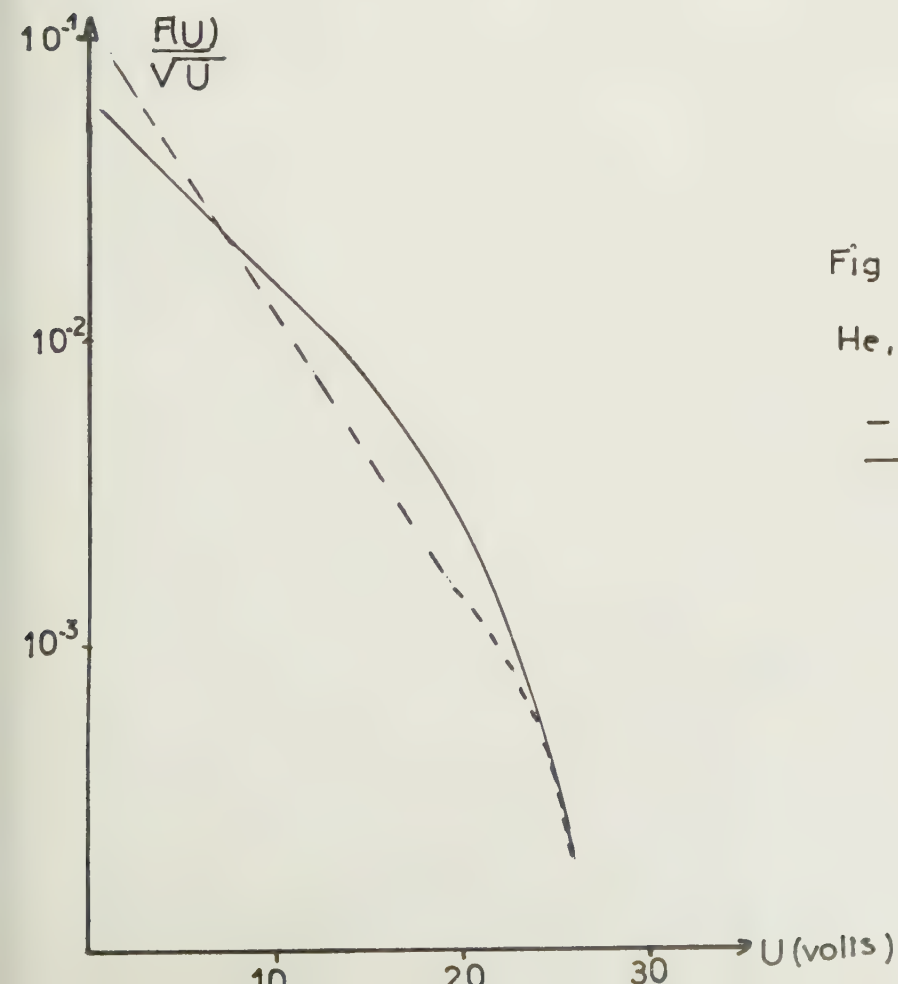


Fig 5.4 F.D.E. mesurée,

He, $p = 0.2$ torr ; $E/p = 8$ V/torr cm

----- 50 mA
 ————— 400 mA

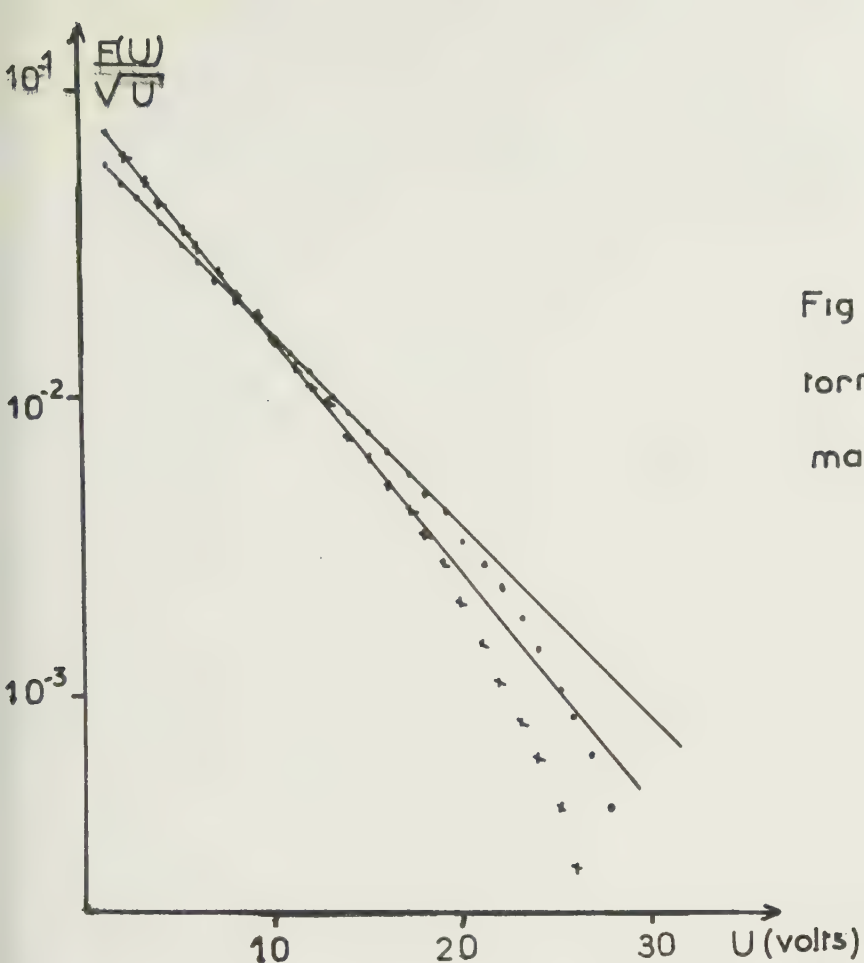


Fig 5.5 F.D.E. mesurées (x 0,2 torr, • 0,06 torr) comparées avec des F.D.E. maxwelliennes

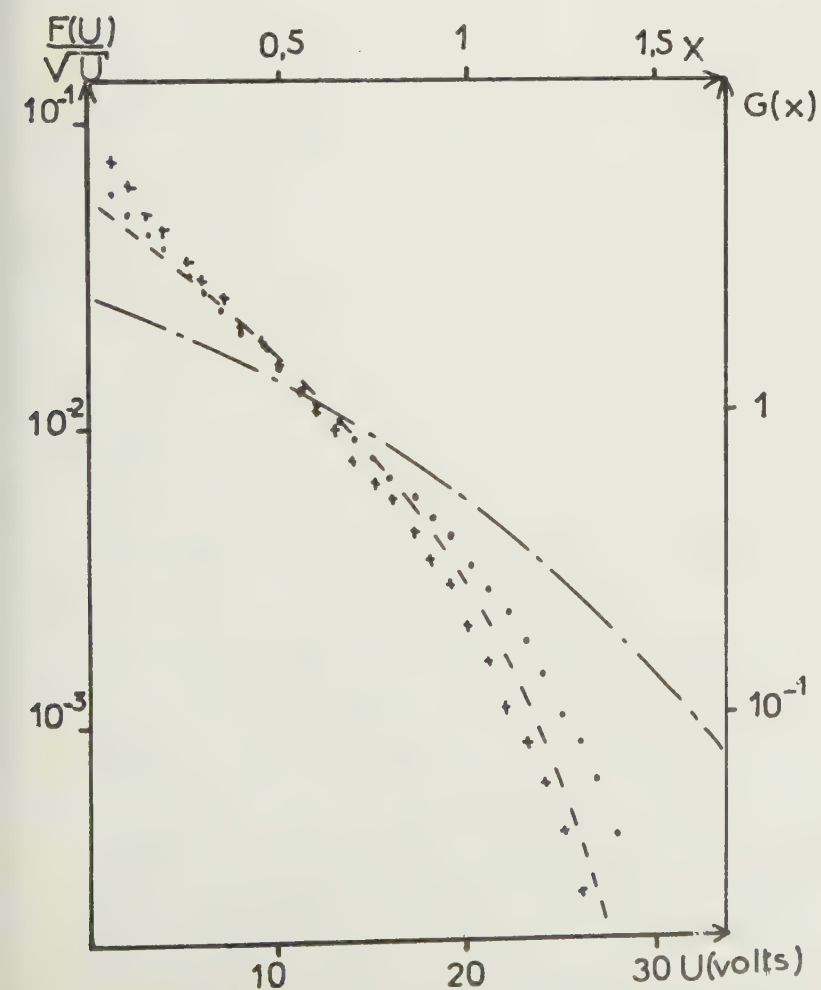


Fig 5.6 F.D.E. mesurées (x 0,2 torr, • 0,06 torr, $E/p = 8 \text{ V/torr-cm}$; • 0,06 torr, $E/p = 26 \text{ V/torr-cm}$) comparées avec des F.D.E. calculées par Postma (--- 10 V/torr-cm; — . — . — 30 V/torr-cm)

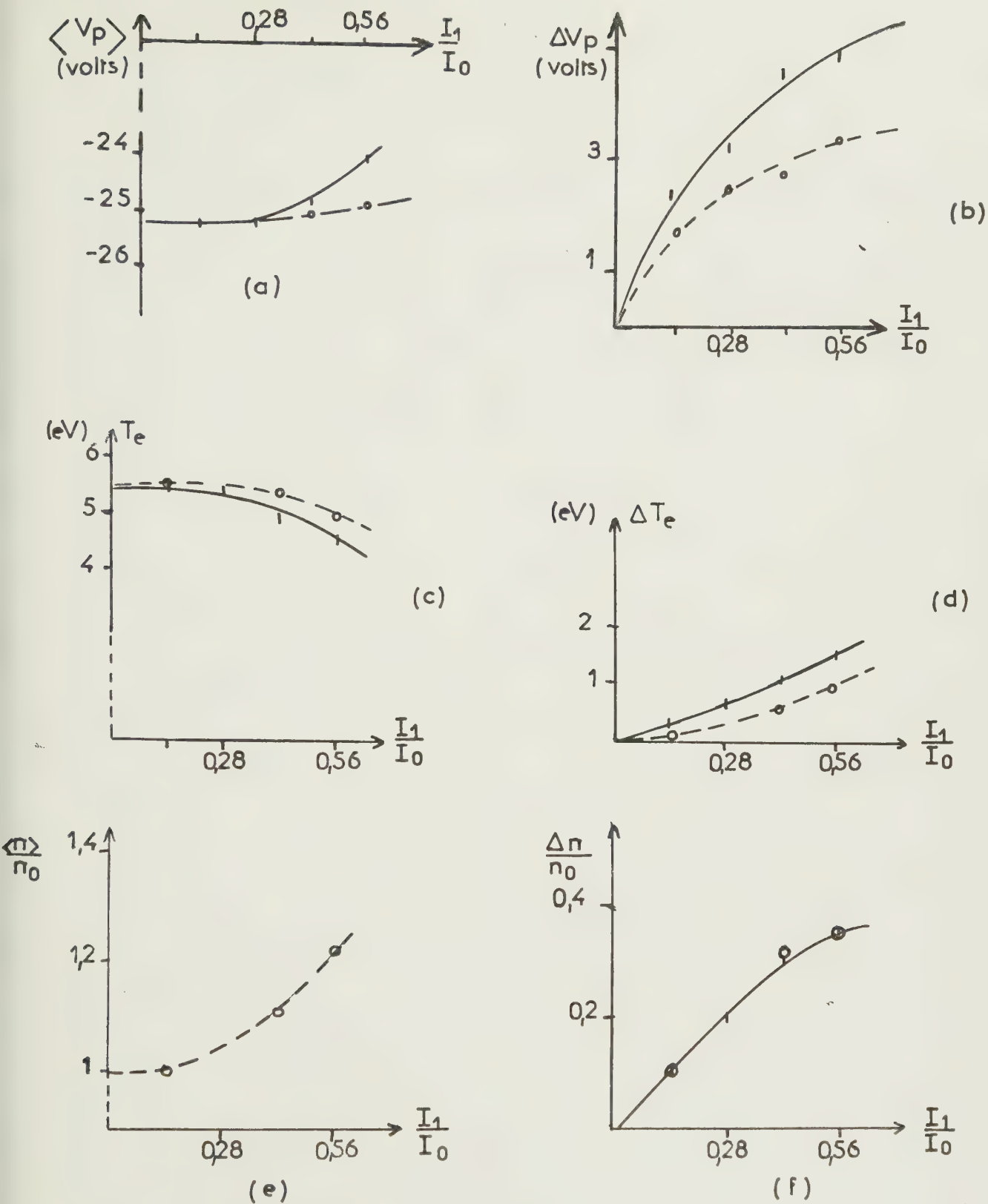


Fig 5.7 Propriétés de la colonne positive modulée

$p=0,1$ torr ; $I = I_0 + I_1 \cos(2\pi F t)$; $I_0=100$ mA

$F=10$ kHz (o) ; 50 kHz (i)

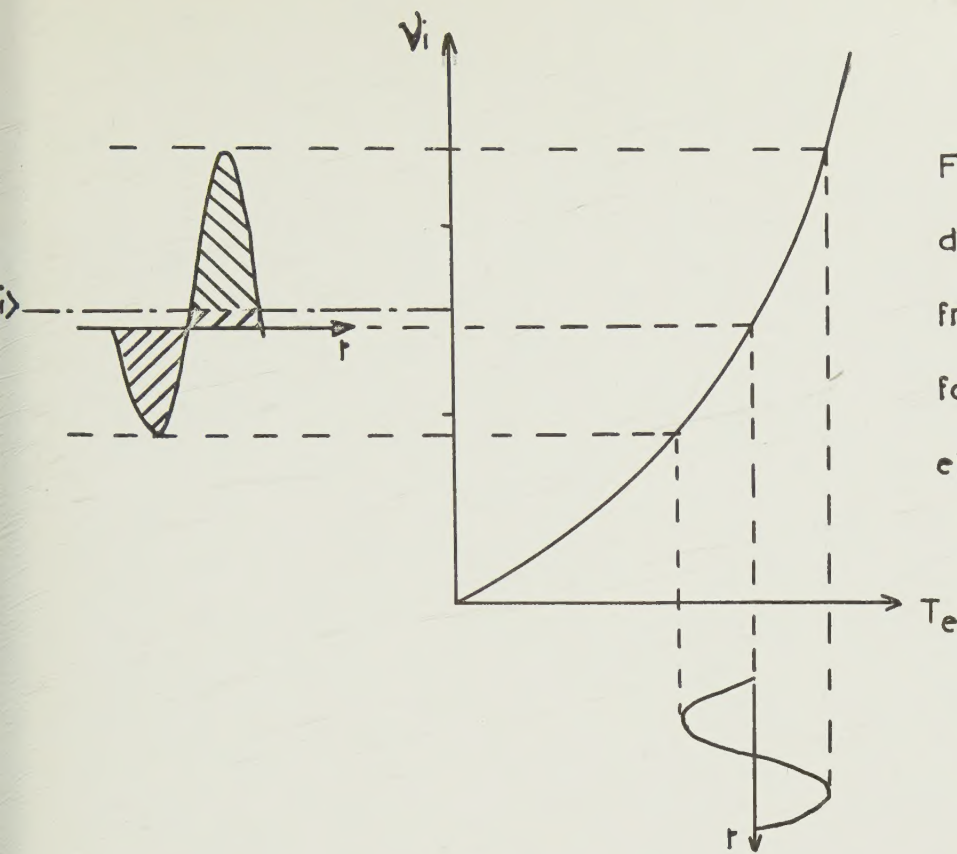


Fig 5-8 Effet non linéaire
du à la variation de la
fréquence d'ionisation en
fonction de la température
electronique.

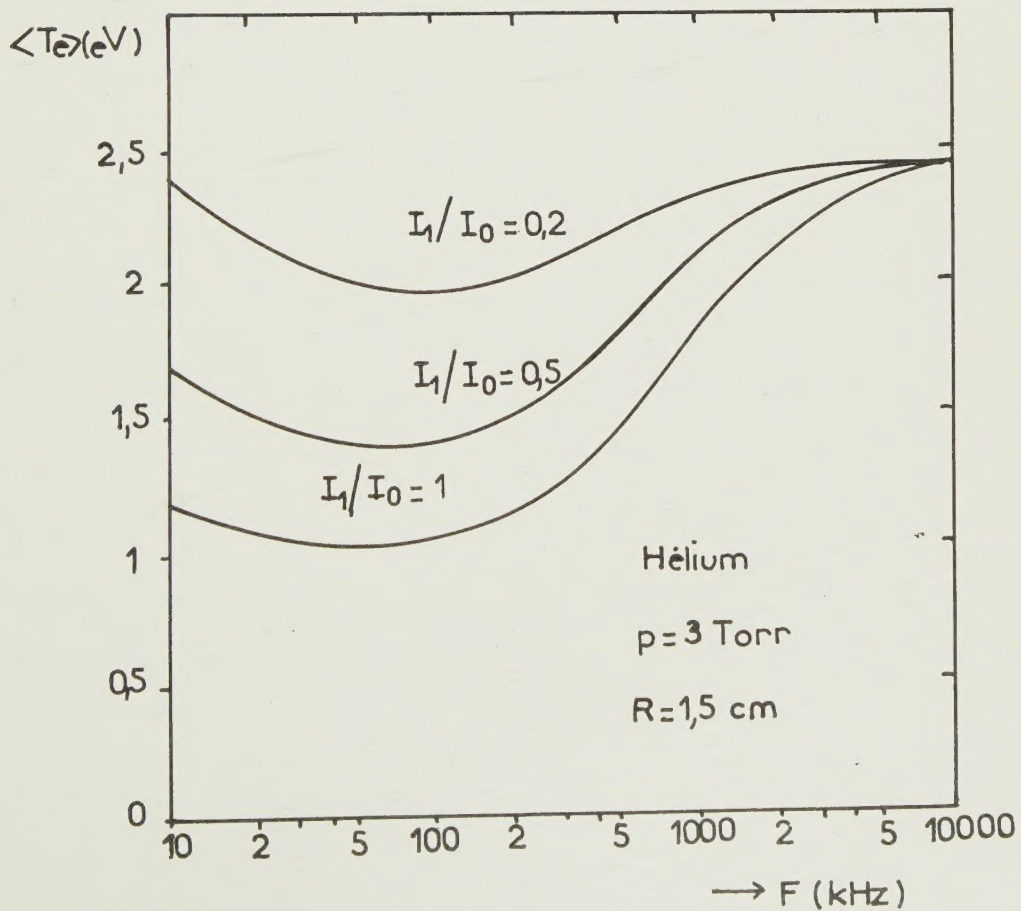


Fig 5-9 Température moyenne en fonction
de la fréquence de modulation (d'après Polman)

